

Э. Г. БРАТУТА
.....

**ДИАГНОСТИКА
КАПЕЛЬНЫХ
ПОТОКОВ
ПРИ
ВНЕШНИХ
ВОЗДЕЙСТВИЯХ**

Э. Г. БРАТУГА
.....

**ДИАГНОСТИКА
КАПЕЛЬНЫХ
ПОТОКОВ
ПРИ
ВНЕШНИХ
ВОЗДЕЙСТВИЯХ**

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВИЩА ШКОЛА»
1987

Диагностика капельных потоков при внешних воздействиях/Э. Г. Братута.— Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1987.— 144 с.

В монографии рассмотрены новые методы определения дисперсного состава распыливаемой жидкости и основных характеристик капельных потоков. Предложена обобщенная функция распределения капель по размерам. Даны рекомендации о повышении точности расчета кинематических характеристик дисперсной среды. Показана реализация новых методов интенсификации процессов тепло- и массообмена в промышленных объектах энергетики, кондиционирования воздуха и защиты окружающей среды.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1987 г.

Для преподавателей, научных и инженерно-технических работников.

Табл. 1. Ил. 48. Библиогр.: 82 назв.

Рецензент д-р техн. наук проф. *Г. А. Филиппов* (Всесоюзный научно-исследовательский институт атомного машиностроения)

Редакция научно-технической литературы

Зав. редакцией *Л. А. Гаврилова*

МОНОГРАФИЯ

Эдуард Георгиевич
БРАТУТА

ДИАГНОСТИКА КАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ ПРИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Редактор *А. Л. Алиева*, обложка художника *Л. Н. Константинова*,
художественный редактор *Т. П. Короленко*, технический
редактор *Г. П. Александрова*, корректоры *Л. Н. Быкова*, *А. Г. Долгова*

Информ. бланк № 9096

Сдано в набор 02.02.87. Подп. в печать 04.06.87. БЦ 22510. Формат 60×84/16.
Бумага типогр. № 2. Лит. гарн. Выс. печать. Усл.-печ. л. 8,37. Усл. кр.-отт.
8,6. Уч.-изд. л. 10. Тираж 725 экз. Изд. № 1403. Зак. 7-54. Цена 1 р. 50 к.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского
объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской го-
родской типографии № 16, 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16 Зак. 964.

ОГЛАВЛЕНИЕ



Предисловие	4
Глава 1. Определение дисперсного состава распыливаемой жидкости	6
1.1. Анализ методов	6
1.2. Математическое обоснование счетно-импульсного метода измерения размеров капель	11
1.3. Аппаратурная реализация и методика измерения	16
1.4. Обобщенная функция распределения капель по размерам	22
1.5. Погрешности измерений и сравнительный анализ счетно-импульсного метода	24
Глава 2. Методы и результаты исследования структурных характеристик одиночного невозмущенного факела	29
2.1. Распределение дисперсного состава в пространстве факела	29
2.2. Приведенная функция распределения капель по размерам	32
2.3. Измерение локальных расходов дисперсной среды с помощью счетно-импульсного метода	38
2.4. Показатели эффективности процесса диспергирования	40
Глава 3. Методы и результаты исследования кинематических характеристик одиночного невозмущенного факела	43
3.1. Основные факторы, определяющие достоверность расчета кинематических характеристик капель в факеле	43
3.2. Измерение стартовой скорости капель	52
3.3. Определение направления движения капельной среды	57
3.4. Влияние рассеивания капель в факеле на кинематику дисперсной среды	60
3.5. Концентрация капель в пространстве факела	63
3.6. Эжектирующий эффект факела	68
3.7. Связь кинематических характеристик потока капель с расходно-пространственными параметром факела	76
Глава 4. Формирование дисперсного состава факела при внешних механических воздействиях	80
4.1. Трансформация дисперсного состава при взаимодействии факелов	80
4.2. Взаимодействие дисперсной среды с сеточными насадками	91
Глава 5. Тепловое состояние факела при термомеханических воздействиях	103
5.1. Связь интегрального эффекта охлаждения распыливаемой жидкости с расходно-пространственным параметром факела	103
5.2. Эффект охлаждения капельной среды при ее взаимодействии с сеточными насадками	108
5.3. Диспергирование перегретой жидкости	111
Глава 6. Расчетно-экспериментальные исследования промышленных объектов с дисперсным теплоносителем	114
6.1. Охлаждение циркуляционной воды в брызгальном бассейне ТЭС, оборудованном сеточными насадками	114
6.2. Вынос капельной влаги из брызгального бассейна	121
6.3. Эффективность обработки воздуха в камерах орошения кондиционеров, оборудованных устройствами форсунка—сетка	128
6.4. Эжекционная труба Вентури, работающая на перегретой воде	132
Список литературы	141

Теоретикам придется довольствоваться не строгими основами общей теории двухфазных течений, а эволюционирующим набором ухищрений, включая непрерывное взаимодействие между теорией и экспериментом, который должен использоваться обдуманно и умело, с реалистической осведомленностью об ограниченности теорий, так же как и об их способности спасти нас от неизбежности изучать все экспериментальным путем.

Г. УОЛЛИС

ПРЕДИСЛОВИЕ



В условиях непрерывной интенсификации производства повышение эффективности, надежности и безопасности эксплуатации объектов, генерирующих энергию, снижение энерго- и металлоемкости промышленного производства, осуществление действенных мер по защите окружающей среды являются важнейшими задачами науки и производства. Комплексное решение этих задач, поставленных на XXVII съезде КПСС, неразрывно связано с совершенствованием объектов, в которых основные энерготехнологические функции реализуются дисперсными газожидкостными потоками.

Сложность исследования процессов гидродинамики и теплообмена дисперсных потоков определяется в основном вероятностной природой формирования структуры межфазной и межкомпонентной поверхностей и существенным влиянием многообразных частных режимных и геометрических особенностей процессов и аппаратов. Диагностика капельных потоков включает в себя ряд методов измерений и математического моделирования, позволяющих выработать практические рекомендации по расчету и повышению эффективности объектов и аппаратов с дисперсными газожидкостными средами.

Развитие диагностики капельных потоков в большой степени связано с исследованиями советских ученых А. А. Долинского, Б. И. Леончика, О. А. Поварова, Г. А. Салтанова, Г. А. Филиппова, В. Н. Ульянова и других, а также зарубежных — У. Гаувина, У. Маршала, Г. Уоллиса.

Вместе с тем основные средства экспериментальной диагностики — методы определения дисперсного состава распыленной жидкости,

локального расхода, направления и скорости движения капель — еще недостаточно развиты. Мало исследованы процессы трансформации дисперсного состава при взаимодействии факелов, столкновении потока капель с препятствием, диспергирования в результате вскипания жидкости, эжектирования газовой среды потоком капель.

Изучению этих процессов с помощью новых экспериментально-теоретических средств диагностики посвящена значительная часть книги. На основании полученных результатов исследования кинематических, тепловых и дисперсных характеристик капельных потоков решен ряд новых прикладных задач. Так, рассмотрена эффективная форма обобщения экспериментальных результатов применительно к процессу охлаждения циркуляционной воды ТЭС, разработана математическая модель выноса капельной влаги из брызгальных бассейнов ответственных потребителей АЭС, изложены теоретические основы расчета и оптимизации эжекционной трубы Вентури нового типа, используемой в качестве объекта для очистки и транспорта мартеновских газов, показана перспективность нового метода интенсификации процессов тепло- и массообмена в камерах орошения центральных кондиционеров воздуха.

Приведенные в монографии новые экспериментальные методики и математические модели процессов гидродинамики и теплообмена, а также предлагаемые способы интенсификации этих процессов могут использоваться при исследовании, проектировании и эксплуатации различных типов контактных аппаратов энергетики, химической технологии, металлургии и защиты окружающей среды.

Книга может быть полезна аспирантам и студентам энергетических, металлургических и химико-технологических специальностей.

Подразд. 3.7, 5.1 написаны совместно с научным сотрудником кафедры общей теплотехники Харьковского политехнического института Л. А. Заночкиным.



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА РАСПЫЛИВАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

1.1. АНАЛИЗ МЕТОДОВ

Анализ большого количества работ, посвященных исследованию распыливания жидкости и дисперсного состава капель, позволяет считать, что в целом задача может рассматриваться в виде двух основных составляющих. К первой относится собственно экспериментальная часть, включающая аппаратную и методическую реализацию идеи измерения. Ко второй — выбор или теоретическое обоснование функции распределения капель по соответствующему их свойству (количество, масса).

В общем случае обе составляющие задачи взаимосвязаны. Так, в ряде работ, например в [13], ее параметры находят экспериментально. В связи с этим краткую оценку современного состояния исследовательских работ удобно выполнить по двум отмеченным составляющим с учетом их взаимодействия.

Экспериментальные методы определения размеров капель подробно описаны в монографиях и многочисленных статьях, поэтому приводить здесь их детальные особенности нецелесообразно.

Сопоставительный анализ пятнадцати способов реализации различных методов измерения размеров капель, представленных в более чем шестидесяти публикациях отечественных и зарубежных авторов, показал, что применительно к поставленным в настоящей работе задачам оптимальным является метод, предложенный в 1966 г. М. Виксом и А. Даклером и впоследствии названный счетно-импульсным [13].

Выбор метода обусловлен основными достоинствами — оперативностью, возможностью локальных измерений в условиях больших плотностей орошения и значительных размеров исследуемого пространства дисперсной среды, а также рядом дополнительных возможностей при диагностике потока капель, обнаруженных нами при математической и аппаратной доработке метода.

Все известные методы описания второй составляющей исследования дисперсного состава можно разделить на три группы. К первой относятся способы, отображающие дисперсный состав через некие «средние» значения диаметров по соответствующему определяющему свойству. Вторую группу образуют способы, характеризующие так называемые максимальные размеры капель в рассматриваемом ансамбле. И, наконец, различные методы описания дисперсного состава капель с помощью функций распределения составляют третью группу.

Отображение дисперсного состава через «средние» значения диаметров представляет собой в равной мере наиболее простую и наименее

полную характеристику. В настоящее время при решении ряда конкретных задач широко используются примерно шесть «средних» размеров капель. Общая формула для среднего диаметра капель, как известно [41], имеет вид

$$D = \left(\int_0^{\infty} \frac{dn}{dD} D^m dD \bigg/ \int_0^{\infty} \frac{dn}{dD} D^q dD \right)^{1/(m-q)}, \quad (1.1)$$

где n — количество капель диаметром D ; коэффициенты m, q определяют характер осреднения диаметра по количеству, площади поверхности, объему капель и т. д.

Длительное время процесс распыливания жидкости исследовался как самостоятельная область эксперимента, не связанная с задачами тепло- и массообмена. Поэтому различные способы представления «средних» диаметров капель, а также многочисленные работы, посвященные поиску обобщенных зависимостей для этой величины, сводились фактически к выработке критерия оценки качества распыла, в роли которого и были использованы средние диаметры. В связи с этим применение различных модификаций формулы (1.1) при формировании математической модели процессов в аппаратах контактного типа малоперспективно в силу известного [58] влияния полидисперсности распыленной жидкости на кинематические и тепловые характеристики дискретной и сплошной сред.

Вторая группа способов отображения дисперсного состава жидкости с помощью максимальных размеров капель D_{\max} более плодотворна. Впервые сформулированная Маджелем и Эвансом концепция получила дальнейшее развитие в работах Треша [66] и Л. Г. Головова [38]. Основу ее составляют два положения: в спектрах распыла всегда содержатся капли наибольшего диаметра D_{\max} ; капли остальных размеров возникают вследствие статистических закономерностей. При таком подходе к описанию дисперсного состава удалось отойти от формального понятия о среднем диаметре и на основе физических закономерностей о взаимодействии сил инерции, поверхностного натяжения и вязкости получить теоретически обоснованное полуэмпирическое выражение для D_{\max} . Последнее позволило предложить функцию распределения капель по размерам, основным и единственным параметром которой (для данного способа диспергирования) взял диаметр D_{\max} [15]. Принципиальное значение использования его в качестве параметра состоит в том, что в ряде случаев, когда эту величину можно определить с помощью известных критериев устойчивости капли, всю функцию распределения капель по размерам можно воспроизводить, не прибегая к эксперименту.

Таким образом, вторая группа способов представления дисперсного состава является как бы переходной между первой и третьей, в которой отображение гранулометрического состава распыленной жидкости дается дифференциальными и интегральными функциями

распределения количества, объема или площади поверхности капель по диаметру.

Наибольшее распространение получили дифференциальные $v(D)$ и интегральные $V(D)$ функции распределения объема (массы) капель по диаметру. Последнее связано с наиболее простым способом определения нормирующего множителя в указанных функциях, роль которого выполняет суммарный объем или масса анализируемых капель.

Известные функции распределения капель по соответствующему свойству можно разделить на три основные группы. К первой относятся теоретически обоснованные функции, вид которых является результатом анализа физических и статистических закономерностей процесса дробления твердых тел или жидкости. В качестве примера такого рода функций назовем логарифмически нормальное распределение, предложенное А. Н. Колмогоровым применительно к дроблению твердых тел и обоснованное в ряде работ для случая распыливания жидкости,

$$V(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \lg \sigma} \int_{-\infty}^{\lg D} \exp \left[-\frac{(\lg D - \lg D_m)^2}{2 \lg^2 \sigma} \right] d(\lg D); \quad (1.2)$$

$$v(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \lg \sigma} \exp \left[-\frac{(\lg D - \lg D_m)^2}{2 \lg^2 \sigma} \right]. \quad (1.3)$$

В соответствии с нормальным распределением, полученным в работе [11], запишем

$$V(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \int_0^{D_{\max}} \exp \left[-\frac{(D - D_m)^2}{2\sigma^2} \right] dD; \quad (1.4)$$

$$v(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp \left[-\frac{(D - D_m)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (1.5)$$

Параметрами уравнений (1.2)—(1.5) являются медианный диаметр и дисперсия.

К числу теоретически обоснованных функций относится также уравнение, полученное Трешем [66],

$$v(D) = \exp(-\bar{\beta}/x) \left[\int_0^1 \exp(-\bar{\beta}/x) dx \right], \quad (1.6)$$

где $\bar{\beta} = 6\beta/D_{\max}$, $x = D/D_{\max}$. Параметр β , не поддающийся расчету, определен Трешем экспериментально, для пневматических форсунок $\beta = 0,350$. Л. Г. Головков [38] теоретически обосновал постулат Треша о постоянстве поверхности капельной смеси в период хаотического обмена энергией между частицами жидкости и применительно к центробежным форсункам получил $\beta = 0,190$.

Ко второй группе можно отнести функции распределения, вид которых определен при теоретическом обосновании метода измерения, т. е. из рассмотрения физической модели взаимодействия датчика с дисперсной средой. Так, К. С. Шифрин [75] разработал метод, называемый в дальнейшем методом малых углов, в соответствии с которым при прохождении параллельного монохроматического пучка света с длиной волны λ через дисперсную среду, характеризуемую кривой распределения частиц по размерам $\varphi(D)$, интенсивность света, рассеянного под малыми углами γ , определяется интегральным уравнением

$$J(\gamma) = \frac{2J_0}{\gamma^2} \int_0^{\infty} \varphi(D) D^2 J_1(\rho\gamma) dD. \quad (1.7)$$

Здесь J_0 — интенсивность падающего луча света; ρ — параметр дифракции, $\rho = \pi D/\lambda$; J_1 — функция Бесселя первого рода. Таким образом, вид функции распределения $\varphi(D)$ определяется способом решения интегрального уравнения (1.7).

М. Викс и А. Даклер [33] установили, что если дисперсный поток, характеризуемый функцией распределения капель по размерам $\varphi(D)$, взаимодействует с двумя заостренными электродами, расположенными соосно на расстоянии S друг от друга, то частоту замыканий каплями концов электродов можно представить в виде интегрального уравнения

$$h(S) = \int_S^{\infty} K'(S, D) \varphi(D) dD, \quad (1.8)$$

где

$$K'(S, D) = 0,5 (D^2 \arccos S/D - S \sqrt{D^2 - S^2}). \quad (1.9)$$

При этом, как и в случае метода «малых углов», вид искомой функции определяется способом решения интегрального уравнения (1.8).

Третью группу составляют функции, явившиеся результатом выравнивания и аппроксимации эмпирических кривых распределения. Наибольшее распространение в настоящее время получило уравнение Розина—Раммлера

$$v(D) = nbD^{n-1} \exp(-bD^n); \quad (1.10)$$

$$V(D) = 1 - \exp(-bD^n), \quad (1.11)$$

где b, n — параметры уравнения. В меньшей мере в практике дисперсного анализа капель используются β - и γ -распределения, распределения Нукияма, Танасава, Баземена—Шварца и верхнего предела.

Несмотря на большое разнообразие функций распределения и условий, для которых они получены, основной вывод в этих работах, по-

священных сопоставлению, состоит в том, что одни и те же экспериментальные результаты можно с достаточной степенью точности аппроксимировать несколькими функциями распределения. Последнее в основном объясняется тем, что указанные функции при определенных значениях их параметров способны трансформироваться в другие. В связи с этим всегда целесообразно выбрать такую форму описания дисперсного состава, которая обеспечит минимальную трудоемкость вычислительных операций. Последнее существенно в том отношении, что при математическом моделировании процессов тепло- и массообмена в дисперсных потоках использование многопараметрических функций распределения (даже с учетом применения ЭВМ) создает заметные трудности. Поэтому предпочтение следует отдать уравнениям с минимальным числом параметрических коэффициентов, вплоть до однопараметрических функций [16], получивших распространение в последнее время.

В ряде случаев необходимость перехода от одного вида функций к другому диктуется изменением физических условий диспергирования жидкости. Следовательно, перспективным считается отыскание такой однопараметрической функции распределения, которая была бы применима к возможно большему количеству механизмов диспергирования. Удобство использования однопараметрических функций наиболее явно проявляется при экспериментальном и теоретическом исследовании процессов, в которых дисперсный состав интенсивно изменяется либо в рабочем пространстве аппарата, либо в факеле распылителя.

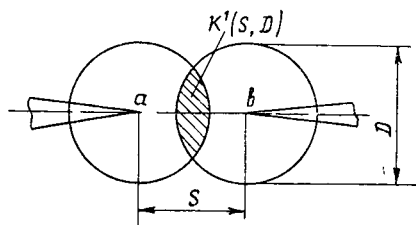
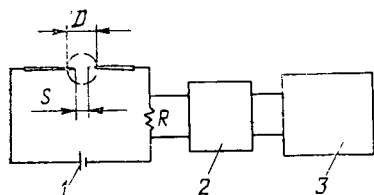
Анализ методов экспериментального определения размеров капель и способов математического описания результатов измерения применительно к процессам гидродинамики, тепло- и массообмена в контактных аппаратах позволяет однозначно сделать выбор в пользу счетно-импульсного метода, обеспечивающего высокую оперативность и точность измерений в сочетании с возможностью простой обработки опытных данных.

При ознакомлении с работой М. Вика и А. Даклера [33], где аппаратная реализация и возможности математического описания данных эксперимента рассмотрены крайне сдержанно, оказалось, что для использования заманчивой идеи метода необходимы углубленные собственные исследования. Дополнительных полезных сведений в отечественных и зарубежных публикациях, которые могли бы в какой-то мере ускорить освоение метода, не удалось обнаружить.

В связи с этим наши исследования, связанные с дальнейшей теоретической разработкой метода и инструментального его осуществления, явились первыми в отечественной практике диагностики полидисперсных капельных потоков. Они послужили основой для применения счетно-импульсного метода рядом других авторов в соответствующих областях техники.

1.2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ СЧЕТНО-ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ

Если в дисперсный поток электропроводных капель (рис. 1.1) ввести два соосных электрода, на которые подана разность потенциалов, то при контакте капли с концами электродов в цепи возникает импульс тока, а на сопротивлении R — импульс напряжения, который усиливается и регистрируется электронным счетчиком. Последовательно изменяя расстояние между электродами S , можно получить экспериментальную зависимость частоты замыкания $h(S)$, которая служит



1.1. Схема измерения частоты замыканий:

1 — источник питания; 2 — формирователь-усилитель; 3 — электронный счетчик

1.2. Контакт капли с электродами

исходной для последующего определения функции распределения капель по размерам.

Вероятность замыкания капель диаметром D концов двух электродов, установленных на расстоянии S , представим выражением [33]

$$P(S) = \int_0^{\infty} K(S, D) \varphi(D) dD, \quad (1.12)$$

в котором $\varphi(D) dD$ — вероятность того, что диаметр капли, произвольно выбранной из данной совокупности, будет находиться в интервале размеров $D \dots (D + \Delta D)$; $\varphi(D)$ — дифференциальная функция распределения числа капель по диаметру; $K(S, D)$ — вероятность того, что сферическая капля в ограниченном объеме коснется двух точек, расположенных на расстоянии S . При этом

$$K(S, D) = K'(S, D)/A_0, \quad (1.13)$$

где A_0 — общая площадь сечения канала, являющаяся известной величиной; $K'(S, D)$ — площадь (рис. 1.2), в которую должен попасть центр капли диаметром D , чтобы перекрывались обе точки, удаленные друг от друга на расстояние S . Очевидно, что эта площадка образуется двумя пересекающимися окружностями диаметром D с цент-

рами, расположенными в точках a, b концов электродов. При $D \ll S$ $K'(S, D) = 0$. Если $D > S$,

$$K'(S, D) = 0,5 [D^2 \arccos S/D - S(D^2 - S^2)^{0,5}]. \quad (1.14)$$

Применительно к дисперсному потоку уравнение (1.12) согласно [33] запишем в виде

$$h(S) = \int_0^\infty K(S, D) \varphi_0(D) dD, \quad (1.15)$$

где $\varphi_0(D)$ — ненормированная дифференциальная функция распределения количества капель по диаметру.

Таким образом, после определения с помощью соответствующей измерительной аппаратуры зависимости $h(S)$ отыскание неизвестной функции $\varphi_0(D)$ сводится к решению интегрального уравнения (1.15), которое представляет собой уравнение Вольтерра первого рода. В исследовании [33] отмечено, что это уравнение не имеет аналитического решения даже при известном виде эмпирической формулы, аппроксимирующей экспериментальные значения $h(S)$. В связи с этим в указанной работе функция $\varphi_0(D)$ определялась численным решением интегрального уравнения методом сеток, т. е. интегральное уравнение заменялось системой линейных алгебраических уравнений с последующим решением системы по методу Гаусса.

Предложенное М. Виксом и А. Даклером численное решение уравнения (1.15) содержит ряд неточностей, на которые указывал Д. Пай [80], а подробный анализ недостатков и погрешностей, связанных со схемой решения, выполнен А. Р. Переселковым [57]. Нами получено точное аналитическое решение уравнения (1.15). Дифференцируя дважды его обе части, получаем

$$h''(S) = \int_S^\infty S(D^2 - S^2)^{-1/2} \varphi_0(D) dD. \quad (1.16)$$

При переходе к новым переменным $D = t^{-1/2}$, $S = \xi^{-1/2}$ уравнение (1.16) примет вид

$$h''(S) = -0,5 \int_0^\xi t^{-1} \varphi_0(t^{-1/2}) (\xi - t)^{-1/2} dt. \quad (1.17)$$

После введения обозначений $h''(S) = \psi(\xi)$, $(2t)^{-1/2} \varphi_0(t^{-1/2}) = u(t)$ окончательно запишем

$$\psi(\xi) = \int_0^\xi (\xi - t)^{-k} u(t) dt, \quad (1.18)$$

где $k = 1/2$. Выражение (1.18), к которому удалось привести исходное уравнение (1.15), представляет собой известное интегральное

уравнение типа Абеля, имеющее аналитическое решение в виде

$$u(t) = \pi^{-1} \left[\psi(0) t^{-k} + \int_0^t (t - \xi)^{-k} \psi'(\xi) d\xi \right]. \quad (1.19)$$

Возвращаясь к прежним переменным, получаем

$$(2t)^{-1} \varphi_0(t^{-k}) = \pi^{-1} \left[h''(\infty) t^{-k} + \int_0^{t^{-k}} (t - S^{-2}) h'''(S) dS \right]. \quad (1.20)$$

Вынесем за скобки t^{-k} и подставим $D = t^{-k}$, тогда

$$\varphi_0(D) = \frac{2}{\pi D} \left[h''(\infty) - \int_D^\infty S (S^2 - D^2)^{-k} h'''(S) dS \right]. \quad (1.21)$$

Очевидно, что при $S \rightarrow \infty$, $h(S) = 0$ и $h''(S) \rightarrow 0$, т. е. уравнение (1.21) принимает вид

$$\varphi_0(D) = \frac{2}{\pi D} \int_D^\infty S (S^2 - D^2)^{-1/2} h'''(S) dS. \quad (1.22)$$

Таким образом находим решение в общем виде исходного интегрального уравнения (1.15) относительно искомой $\varphi_0(D)$, которая является функцией третьей производной от $h(S)$. Для получения надежных значений производных необходимо подобрать эмпирическую формулу, хорошо описывающую экспериментальные значения $h(S)$, а затем находить производные этого аппроксимирующего выражения. В противном случае при численном дифференцировании непосредственно опытных данных случайные ошибки в отдельных измерениях могут внести существенные погрешности в определение $\varphi_0(D)$.

Многочисленные данные, полученные в результате исследования дисперсного состава капель, образованных при самых разнообразных условиях распыливания жидкости, показали, что экспериментальные значения $h(S)$ хорошо аппроксимируются выражением

$$h(S) = B \exp(-\alpha S), \quad (1.23)$$

где B , α — параметры экспоненциальной зависимости, определяемые из графика функции $h(S)$, построенной в полулогарифмических координатах: $B = h(0)$,

$$\alpha = [\ln h(S_1) - \ln h(S_2)] (S_2 - S_1)^{-1}. \quad (1.24)$$

Подставив выражение (1.23) в (1.22), запишем

$$\varphi_0(D) = \frac{2\alpha^3 B}{\pi D} \int_D^\infty \frac{S \exp(-\alpha S)}{S^2 - D^2} dS, \quad (1.25)$$

или, учитывая значения интеграла [39], получаем

$$\varphi_0(D) = \frac{2B\alpha^3}{\pi} K_1(\alpha D). \quad (1.26)$$

Здесь K_1 — функция Бесселя; нормированную функцию распределения числа капель по диаметру можно вычислить как

$$\varphi(D) = \left[\varphi_0(D) \int_{D_{\min}}^{\infty} \varphi_0(D) dD \right]^{-1}, \quad (1.27)$$

где D_{\min} — минимальный размер капель в исследуемой совокупности. Используя (1.26), (1.27) и учитывая, что в общем случае

$$\int K_1(x) dx = -K_0(x), \quad (1.28)$$

получаем

$$\varphi(D) = \alpha \frac{K_1(\alpha D)}{K_0(\alpha D)}. \quad (1.29)$$

Соответственно интегральная функция распределения числа капель по диаметру

$$\Phi(D) = \int_{D_{\min}}^D \varphi(D) dD. \quad (1.30)$$

С учетом (1.28), (1.29) выражение (1.30) представим в виде

$$\Phi(D) = \frac{K_0(\alpha D_{\min}) - K_0(\alpha D)}{K_0(\alpha D_{\min})}. \quad (1.31)$$

Аналогично можно найти другие функции распределения. Так, нормированная дифференциальная функция распределения поверхности капель по диаметру $f(D)$ с учетом выражения (1.26) имеет вид

$$f(D) = C_1 D^2 \varphi_0(D) = CD^2 K_1(\alpha D). \quad (1.32)$$

Из условия нормировки

$$C = \int_{D_{\min}}^{\infty} D^2 K_1(\alpha D) dD = 1 \quad (1.33)$$

после замены $x = \alpha D$ при $D_{\min} = 0$ получим $C = \alpha^3/2$, в соответствии с чем окончательно

$$f(D) = \frac{\alpha^3}{2} D^2 K_1(\alpha D). \quad (1.34)$$

Замена нижнего предела в (1.33) $D_{\min} = 0$ связана с погрешностью, не превышающей 0,001 %. Интегральную функцию распределения по-

верхности капель по диаметру запишем в виде

$$F(D) = \int_0^D f(D) dD = 0,5 \alpha^3 \int_0^D D^2 K_1(\alpha D) dD, \quad (1.35)$$

где интеграл определяется одним из известных численных способов. Запишем выражение для нормированной дифференциальной функции распределения объема (или массы) капель по диаметру

$$v(D) = C_2 D^3 \varphi_0(D) = C_3 D^3 K_1(\alpha D). \quad (1.36)$$

Из условия нормировки

$$C_3 \int_{D_{\min}}^D D^3 K_1(\alpha D) dD = 1, \quad (1.37)$$

заменив $x = \alpha D$ и положив $D_{\min} = 0$, получим после несложных выкладок $C_3 = 2\alpha^4/3\pi$ и соответственно

$$v(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D). \quad (1.38)$$

Замена нижнего предела в (1.37) $D_{\min} = 0$ связана с погрешностью не более 0,01 %.

Интегральная функция распределения объема капель по диаметру

$$V(D) = \int_0^D v(D) dD = \frac{2\alpha^4}{3\pi} \int_0^D D^3 K_1(\alpha D) dD. \quad (1.39)$$

Здесь интеграл также определяется численным способом. На основании распространенной формы оценки дисперсного состава с помощью модального диаметра капель D_m последний можно определить из условия экстремума соответствующей дифференциальной функции распределения. Так, используя в указанном смысле уравнение (1.36), после некоторых вычислений получаем модальный диаметр функции распределения $v(D)$

$$D_m = 2,387/\alpha. \quad (1.40)$$

Наряду с модальным диаметром в практике дисперсного анализа часто применяется медианный диаметр D_m , соответствующий значению интегральной функции $V(D) = 0,5$, и условный максимальный диаметр D_{\max} , для которого $V(D) = 0,95$. В результате аппроксимации результатов численного расчета функции $V(D)$ при различных значениях α установлено

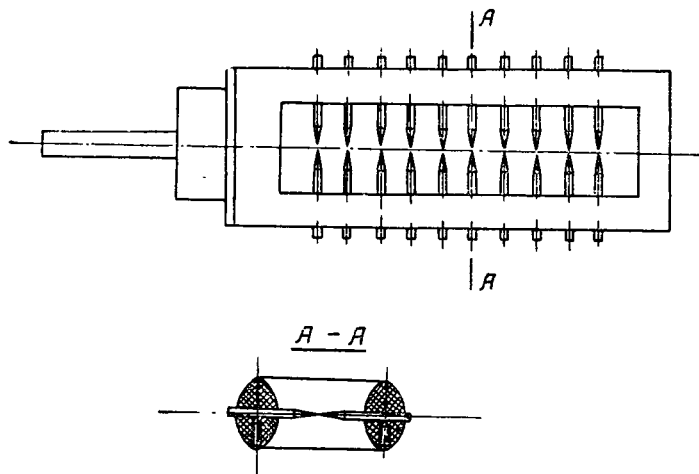
$$D_m = 3,05/\alpha \quad (1.41); \quad D_{\max} = 7/\alpha. \quad (1.42)$$

Таким образом, полученное точное решение интегрального уравнения (1.15) и вывод соответствующих расчетных формул позволяют

заметно повысить точность метода и оперативность обработки экспериментальной первичной информации по сравнению с аналогичными показателями работы М. Вика и А. Даклера.

1.3. АППАРАТУРНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

В соответствии с идеей счетно-импульсного метода одним из основных элементов измерительной схемы является зонд, включающий соосные электроды с варьируемым расстоянием S между ними. Кон-



1.3. Зонд № 1

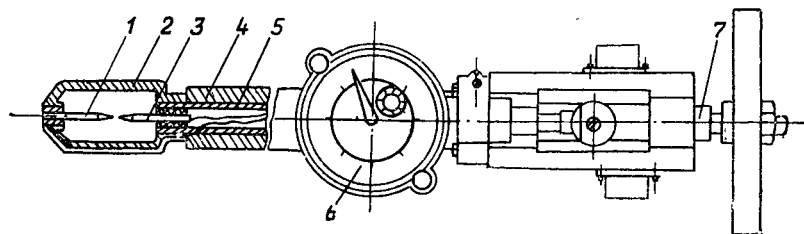
струкция зонда определяется в основном характером объекта, в котором предстоит проводить исследование дисперсного состава.

В тех случаях, когда требуемая точность дистанционного изменения зазора не обеспечивается (большая протяженность исследуемого пространства аппарата, крупномасштабные одиночные факелы, возможный нагрев механизма изменения зазора и т. д.), использовался зонд № 1 [2] (рис. 1.3). Блок из нескольких пар соосных взаимно изолированных электродов размещали в стеклотекстолитовом корпусе, выполненном в виде рамки, соединенной с борштангой. Концы каждой пары электродов устанавливали симметрично оси корпуса, совпадающей с осью борштанги. Расстояние между концами электродов было различным для каждой пары. Профиль рамки датчика выполняли обтекаемой формы, а ее поверхность для уменьшения перетечек тока между электродами покрывали гидрофобным составом.

Для измерений датчик с помощью координатника перемещался таким образом, что концы первой пары электродов устанавливались в требуемой точке рабочего пространства аппарата (или факела фор-

сунки). После определения частоты замыкания в этой точке датчик сдвигался настолько, что в ней фиксировались концы второй пары электродов, и т. д. В результате получена требуемая зависимость h (S).

Зонд-датчиком № 2 (рис. 1.4) можно проводить измерения в сравнительно небольших объемах аппарата применительно к более тонко диспергированной жидкости. Датчик имеет два соосных электрода, один из которых 1 неподвижно закреплен в рамке 2, жестко соединенной с борштангой 4. Второй электрод 3 связан с подвижной трубкой 5, перемещение которой относительно борштанги осуществляется микрометрическим винтом 7. Отсчет относительного перемещения



1.4. Зонд № 2

электродов производился с помощью индикаторной головки часового типа 6. Возвратное движение подвижной трубки осуществлялось специальной пружиной. Поскольку подвижная и неподвижная трубки, рамка и электроды выполнены из одной марки стали (1X18H9T), линейные перемещения при тепловом расширении подвижного и неподвижного элементов зонда взаимно компенсировались.

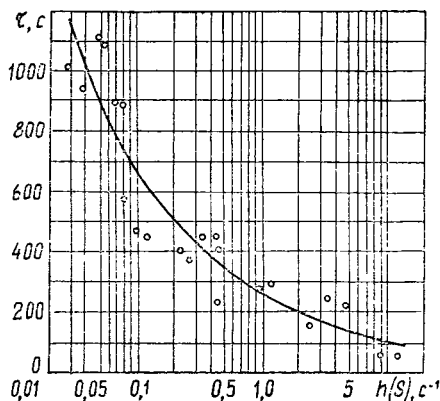
При изготовлении электродов оказалось, что механическая заточка их концов не обеспечила требуемой чистоты поверхности и необходимого радиуса при вершине острия, что затрудняло соосную установку электродов и точное измерение зазора между ними. В связи с этим после предварительной шлифовки электроды подвергались электрогальванической полировке, что позволило выполнить радиус острия порядка 1... 2 мкм.

Вторичная электронная аппаратура, предназначенная для регистрации частоты замыкания h (S), включала усилитель и счетчик импульсов. Разработанный импульсный усилитель-формирователь сигналов выполнен двухкаскадным с эмиттерным повторителем, триггером Шмитта и дифференцирующей цепочкой. При наладке схемы установлено, что регистрируются все сигналы с амплитудой 8...10 мВ при длительности более 0,5 мкс. В качестве счетчика импульсов использовались стандартные частотомеры типа Ф-5080.

К числу наиболее существенных вопросов методики применения счетно-импульсного метода, не получивших достаточного сосре-

щения в литературе, следует отнести обоснование продолжительности счета импульсов, исследование влияния параметров измерительной схемы и электропроводности жидкости, а также ориентации электродов относительно траектории движения капель. Как показали выполненные нами многочисленные измерения, эти факторы не только влияют на точность метода, но и определяют в ряде случаев принципиальную возможность его применения. Кратко отметим основные аспекты методики по каждому из четырех перечисленных факторов.

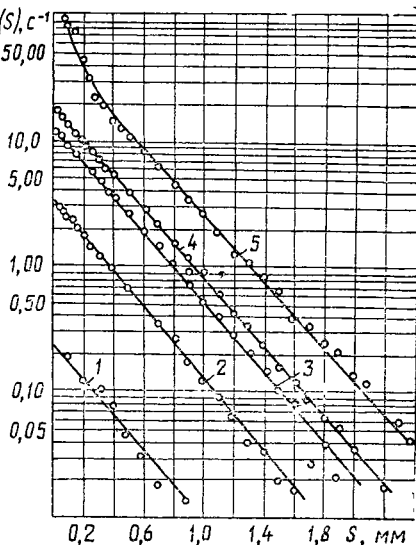
Замыкание каплями концов электродов относится к категории случайных процессов, поэтому за-



1.5. Минимальное время измерения в функции частоты замыканий

1.6. Влияние разности потенциалов Δu на счетную характеристику:

1 — $\Delta u = 1,5$ В, 2 — 3; 3 — 6; 4 — 24; 5 — 48



висимость $h(S)$, необходимая для расчета функции распределения, должна быть статистически представительной. Последнее возможно в том случае, когда время τ , в течение которого измеряется частота замыканий, выбрано таким, чтобы случайные отклонения, неизбежные в течение малого отрезка времени, взаимно компенсировались и отношение количества зарегистрированных импульсов H ко времени измерения стремилось к некоторому постоянному значению

$$h(S) = \lim_{\tau \rightarrow 0} H(S, \tau) / \tau. \quad (1.43)$$

Считая допустимыми отклонения $\pm 2,5$ % от среднего значения $h(S)$ и используя серию результатов измерений, полученных при различных диапазонах $h(S)$, можно определить (рис. 1.5) зависимость минимально необходимого времени измерения τ_{\min} в функции от частоты

замыканий $h(S)$, при котором результат считается статистически представительным.

Было установлено, что при неизменном зазоре S между электродами в стационарном дисперсном составе увеличение разности потенциалов, подаваемой на электроды, приводит к монотонному повышению скорости счета $h(S)$. Можно полагать, что это явление оказалось одной из причин, по которой счетно-импульсный метод в течение ряда лет не получал широкого применения.

Очевидно, что амплитуда импульса напряжения Δu , возникающего на постоянном сопротивлении R (см. рис. 1.1) в момент времени замыкания капель концов двух электродов, зависит от разности потенциалов на электродах Δu и омического сопротивления капли R_k . В свою очередь значение R_k обусловлено удельной электропроводностью жидкости и переходным сопротивлением контакта капли с каждым из электродов. Согласно результатам соответствующих расчетов при фиксированном зазоре между электродами и неизменной электропроводности жидкости омическое сопротивление одной и той же капли из-за различных условий касания с электродами может изменяться в 10^5 и более раз. Следовательно, измерительной схемой не будут зафиксированы капли, у которых поверхность касания с электродами (или одним из них) была мала, в результате чего амплитуда импульса оказалась ниже порога чувствительности усилителя. В связи с этим при повышении разности потенциалов или увеличении электропроводности жидкости количество зафиксированных капель, которые до этого по условиям контакта не регистрировались электронной схемой, возрастает.

На рис. 1.6 показаны зависимости $h(S)$, полученные при изменении разности потенциалов на электродах от 1,5 до 48 В. Измерения производились в одной и той же точке факела форсунки при неизменном режиме ее работы. Нанесенные в полулогарифмической системе координат результаты опытов, во-первых, хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией (1.23) и, во-вторых, имеют одинаковый показатель экспоненты α . Следовательно, изменение разности потенциалов на электродах не вносит погрешности в определение нормированной функции распределения капель по размерам. Более того, в случае, когда измерения проводятся в потоке с малой плотностью орошения для обеспечения статистической представительности результатов необходимо заметно увеличивать продолжительность опытов. В этом случае из-за повышения разности потенциалов на электродах существенно возрастает оперативность счетно-импульсного метода.

Вторым характерным параметром схемы регистрации импульсов, оказывающим влияние на скорость счета, является чувствительность усилителя, определяющая минимальную амплитуду импульса Δu_{\min} , при которой электронная схема сохраняет возможность регистрации сигналов. Зависимости, полученные при разной чувствительности усилителя ($\Delta u_{\min} = 8 \dots 100$ мВ) обнаруживают параллель-

ное смещение графиков $h(S)$, что, как и в предыдущем случае, не вносит погрешности в определение функции распределения капель по размеру.

Уменьшение нижнего предела срабатывания схемы вследствие увеличения коэффициента усиления может в ряде случаев оказаться целесообразным, так как увеличивается вероятность регистрации ложных сигналов, возникающих при включении и выключении расположенных вблизи электрических аппаратов.

При сравнительно малой скорости счета (порядка 10^{-2} с) повышенная чувствительность схемы может привести к тому, что число ложных и «полезных» сигналов станет соизмеримым и уровень погрешности в связи с этим выйдет за пределы допустимого. Ложные сигналы легко обнаруживаются периодическим выводом датчика из капельного потока.

Экспериментально обнаружено [57], что оптимальным является порог срабатывания $\Delta u_{\min} = 5 \dots 10$ мВ, соответствующий коэффициенту усиления 200 при амплитуде сигнала на выходе в частотомер, равный 1 В. В этом случае при работе даже в условиях испытательных стендов заводов ложные сигналы практически не обнаруживались.

Цель специальной серии опытов, посвященной исследованию влияния электропроводности жидкости на счетную характеристику $h(S)$, — выяснить некоторые чисто методические вопросы измерения дисперсного состава и установить особенности применения счетно-импульсного метода в случаях высокой и низкой электропроводностей капель, т. е. применительно к таким объектам, как скрубберы и распылительные сушилки, с одной стороны, и влажно-паровые турбины — с другой.

Электропроводность жидкости изменяли добавлением в дистиллированную воду (с исходной удельной электропроводностью $\Theta = 1,2 \times 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) соли NaCl.

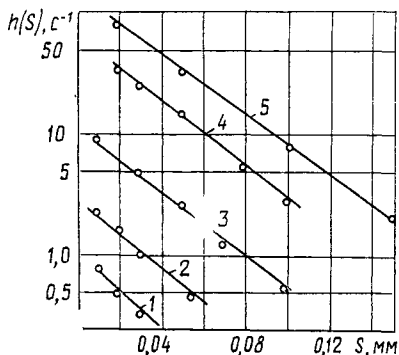
Установлено, что с ростом значения $h(S)$ графики функции сдвигаются почти параллельно. Однако при добавках соли в количестве, превышающем 5 г на 1 л воды, параметр α становится меньше, что соответствует изменению дисперсного состава в сторону укрупнения капель. Последнее обусловлено изменением физических свойств раствора при увеличении концентрации соли и хорошо согласуется с известными результатами работ, в которых исследовалось влияние вязкости и поверхностного натяжения жидкости на дисперсный состав.

Для подтверждения принципиальной возможности измерения размеров капель и проточной части влажнопаровых турбин в качестве распыливаемой жидкости использован конденсат, отобранный непосредственно в турбине с электропроводностью $10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Диспергирование конденсата производилось форсункой тонкого распыла при перепаде давления 0,6 МПа. Опыты выполнены при различной разности потенциалов, подаваемой на электроды зонда (рис. 1.7).

Повышая разность потенциалов вплоть до $\Delta u = 70$ В, можно заметно увеличить скорость счета, а следовательно, и сократить время измерения, не опасаясь возникновения электрического «пробоя».

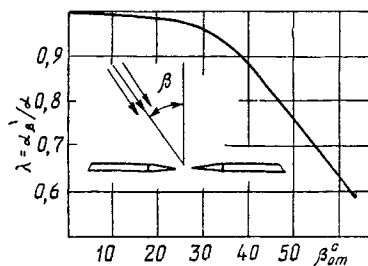
Опыты, проведенные на испытательном стенде ПО «Турбоатом» и ЛМЗ имени XX съезда КПСС, подтвердили целесообразность использования счетно-импульсного метода.

В связи с тем что в разных зонах рабочего пространства контактного аппарата направление траектории движения капель может заметно изменяться, необходимо было установить степень влияния ориентации электродов датчика на результат определения дисперсного состава (рис. 1.8).



1.7. Зависимость $h(S)$ от Δu при диспергировании конденсата:

1 — $\Delta u = 40$ В; 2 — 45; 3 — 50; 4 — 60; 5 — 70



1.8. Влияние ориентации датчика на точность определения дисперсного состава

В качестве исходного примем такое положение, при котором ось электродов расположена перпендикулярно к траектории капель, т. е. когда угол β отклонения от нормального натекания равен нулю. Условия по плотности орошения и по дисперсному составу в зоне измерения существенно различались. Результаты представлялись в виде отношения $\lambda = \alpha_\beta/\alpha$, где α , α_β — параметры функции распределения (1.38) при нормальном и отклоненном на угол β натекании капельного потока на электроды. Установлено, что при отклонении от нормали более чем на 30° скорость счета $h(S)$ повышается. При этом на первом по направлению движения потока электроде возникает пленка, которая, перемещаясь к его острию, срывается в виде капель и жидких нитей, что и приводит к дополнительным замыканиям межэлектродного зазора.

Судя по графикам рис. 1.8, в пределах $\pm 30^\circ$ результаты измерений можно считать свободными от влияния угла натекания капельного потока. Если $\beta > \pm 30^\circ$, следует с учетом зависимости $\lambda(\beta)$ внести соответствующую поправку. Величину β в зоне измерения можно определить также с помощью датчика первого варианта конструкции [2] (см. рис. 1.3). Для этого, поворачивая датчик вокруг оси борштанги

(с учетом углового перемещения по нониусу координатного устройства) и изменяя тем самым ориентацию электродов относительно направления потока капель, можно найти такое их положение, при котором частота замыканий при фиксированном зазоре станет минимальной, что и будет соответствовать значению $\beta = 0$. Точность определения таким способом угла β составляет $\pm 10^\circ$, что вполне достаточно для того, чтобы в процессе измерения дисперсного состава капель соответствующим образом сориентировать зонд и исключить погрешности, связанные с условиями натекания потока.

1.4. ОБОБЩЕННАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРАМ

Из всех характеристик, используемых для математического описания дисперсного состава, единственной, по нашему мнению, физически обусловленной величиной является максимальный размер капель D_{\max} в данной статистической их совокупности. Все прочие характеристики (модальный, медианный и ряд «средних» размеров) представляют собой условия, появившиеся в результате соответствующих решений, связанных с методикой обработки опытных данных.

Обзор многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [63], посвященных изучению дробления капель в газовом потоке, дает основание считать, что при заданных условиях однозначности процесса диспергирования независимо от способа его реализации (механическое, пневматическое распыливание и др.) имеется реальная возможность теоретически либо с помощью широко обобщенного критерияльного уравнения определить максимальный размер капель.

При однопараметрическом характере полученной нами функции распределения (1.38) $v(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D)$ очевидно существование однозначной связи между D_{\max} и α , которая, как показано ранее, имеет простой вид (1.42). Следует ожидать, что при выбранном определенным образом значении D_{\max} и неограниченном времени наблюдения вероятность того, что появится капля, диаметр которой больше D_{\max} , всегда отлична от нуля. Поэтому в соответствии с существующими рекомендациями [62] в качестве D_{\max} примем диаметр, при котором

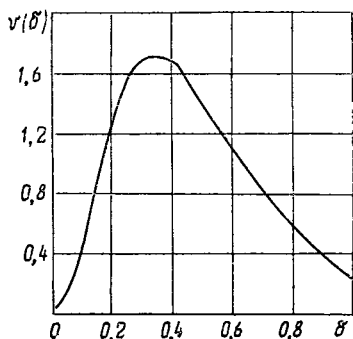
$$\int_0^{D_{\max}} v(D) dD = 0,95. \quad (1.44)$$

Выполняя над уравнением (1.38) функциональное преобразование $D = \delta D_{\max}$, с учетом соотношения (1.42) получаем соответствующую обобщенную функцию распределения

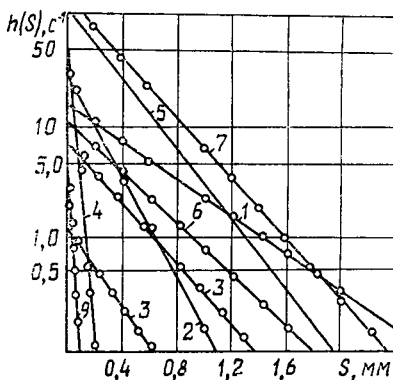
$$v(\delta) = 510 \delta^3 K_1(7\delta), \quad (1.45)$$

графическое изображение которой дано на рис. 1.9. Было показано, что уравнение (1.38) справедливо лишь при условии, когда экспериментально найденные значения $h(S)$ можно во всем интервале размеров капель, а следовательно, и значений S аппроксимировать уравнением (1.23).

Очевидно, что если при любых механизмах и способах распыла жидкости измеряемая величина $h(S)$ может быть аппроксимирована функцией одного и того же вида, то и уравнения (1.38), (1.42), а следовательно, и (1.45) будут иметь общий характер.



1.9. Обобщенная функция распределения объема капель по диаметрам



1.10. Функция $h(S)$ при различных способах диспергирования жидкости

Специально поставленные опыты [17] позволили установить, что с достаточной степенью точности уравнение (1.23) справедливо при самых разнообразных способах диспергирования. Согласно рис. 1.10 при дроблении жидкости с помощью центробежной форсунки (зависимость 1), пневматической (2), дискового распылителя (3), дроблении пленки конденсата при сходе с выходной кромки лопатки паровой турбины (4), а также при диспергировании жидкости в потоке газа (5) с погрешностью, не превышающей 5 %, представляется возможным величину $h(S)$ аппроксимировать уравнением (1.23).

Дополнительно к перечисленным методам распыла исследованы процессы дробления капель при взаимодействии дисперсных потоков, продуцируемых двумя центробежными форсунками (зависимость 6), и вторичное дробление капель при их столкновении с металлической сеткой (7). В качестве распылителя, объединяющего несколько способов диспергирования, испытана комбинированная струйно-центробежная форсунка (8), а также измерены размеры капель при истечении перегретой воды (9). При этом, как и для уже упомянутых случаев, имел место указанный экспоненциальный характер зависимости $h(S)$.

На характер функции распределения в общем случае влияет возможное вторичное дробление или ортокинетическая коагуляция, поэтому во всех перечисленных случаях 1—4 и 6—8 исследовался дисперсный состав потока капель от зоны начала распада вплоть до сечения факела, за которым дисперсный состав оставался неизменным. Установлено, что в той области потока, где от сечения к сечению размер капель существенно изменяется, т. е. и в зоне формирования гранулометрического состава, зависимость $h(S)$ хорошо описывается уравнением (1.23).

Можно полагать, что перечисленные методы распыла жидкости и процессы дробления, вызванные различными внешними воздействиями на факел, охватывают практически все возможные механизмы образования дисперсной жидкостной среды, исключая неисследованный в соответствующем плане метод ультразвукового и пропиленового* дробления жидкости, а также эмульгирование.

Таким образом, будем считать, что уравнение (1.45), единственным параметром которого является максимальный размер капель D_{\max} , — обобщенное описание дисперсного состава практически независимо от природы его образования.

Кроме того, дальнейшее совершенствование теории устойчивости капель в соединении с обобщенным уравнением (1.45) создает очевидные предпосылки для теоретического описания дисперсного состава капель, что в ряде случаев может исключить необходимость в проведении эксперимента.

1.5. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ И СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СЧЕТНО-ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА

При определении погрешностей измерений, связанных с экспериментальным исследованием дисперсного состава, необходимо прежде всего установить, по какому количественному признаку или свойству следует судить о точности метода.

Так, М. Викс и А. Даклер [33] для подтверждения степени достоверности метода показали, что максимальные диаметры капель, полученные ими экспериментально, заключены в диапазоне, соответствующем верхнему и нижнему пределам критического числа Вебера.

Поскольку это число неоднозначно определяет степень устойчивости капли и само по себе, как известно, является величиной вероятностной, такая оценка точности метода носит сугубо качественный характер.

В связи с тем что погрешность измерения с помощью счетно-импульсного метода определяется погрешностью измерения зазора

* С достаточным приближением можно считать, что физические особенности пропиленового распыла весьма близки к таковым для случая дробления перегретой жидкости.

между электродами S и ошибкой регистрации частоты замыканий $h(S)$, можно оценить точность получаемых значений параметра распределения α . Однако и такая оценка малоинформативна, поскольку само значение α не имеет физического смысла.

Чтобы получить наиболее объективную оценку надежности и достоверности величин, определенных с помощью счетно-импульсного метода, необходимо сравнить их с аналогичными, найденными другим хорошо проверенным методом. В качестве такой величины целесообразно использовать удельную поверхность совокупности капель, а в качестве «эталонного» метода — инерционный метод определения размеров капель.

В специально созданной экспериментальной установке [57] при совершенно одинаковых условиях образования дисперсной среды измерения с помощью сравниваемых методов проводились практически одновременно. Для обеспечения предельно возможной точности измерений режимные характеристики дисперсной среды, требования к организации улавливания капель и статистической представительности проб находились в полном соответствии с известными методическими рекомендациями [51] при использовании метода улавливания капель на имерсионный слой. †

Так, для уменьшения деформации капель вследствие удара о подложку максимальный их размер не превышал 500 мкм при скорости натекания менее 8 м/с и плотности орошения менее 0,2 мм³/ (мм² · с). Температура капель отличалась от температуры окружающего воздуха не более чем на 2...3 °С, что позволяло пренебречь влиянием испарения капель. Объем выборки, обеспечивающий статистически достоверные результаты, определялся в соответствии с требованиями математической статистики.

По результатам измерений с помощью инерционного метода определялась удельная поверхность капель

$$f' = 6 \sum_{i=1}^m n_i D_i^2 / (\rho_{\text{ж}} \sum_{i=1}^m n_i D_i^3), \quad (1.46)$$

где m — число интервалов разбиения всего спектра размеров капель; n_i — число капель в i -м интервале; D_i — средний размер капель в i -м интервале; $\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкости.

Определив функцию распределения $v(D)$ с помощью счетно-импульсного метода, можно найти величину f (см. раздел 2.4) в виде $f = 2,5310^3 \alpha / \rho_{\text{ж}}$. Сравнение величин f' , f обнаружило максимальное их отличие, не превышающее 10 %. Учитывая, что статистическая представительность «пробы» при использовании счетно-импульсного метода существенно выше, чем в случае применения инерционного метода, следует полагать, что указанное отличие в 10 % необходимо в основном отнести за счет погрешностей метода улавливания.

В подразд. 1.1 отмечалось, что из достаточно большого числа функций распределения наиболее широко применяются нормально-лога-

рифмическая и Розина—Раммлера. В связи с этим целесообразно сравнить описание дисперсного состава указанными функциями и однопараметрическим уравнением, полученным при реализации счетно-импульсного метода.

В качестве первичных экспериментальных данных использовались результаты, полученные улавливанием капель в вязкую жидкость. Параметры распределения в уравнениях нормально-логарифмического закона (1.2) и уравнении Розина—Раммлера (1.10) находились графически в результате аппроксимации прямой линией экспериментальных значений $V(D)$, построенных в соответствующих функциональных шкалах. При описании экспериментальных данных по дисперсному составу, полученных методом улавливания, с помощью однопараметрического уравнения $v(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D)$ параметр α определяли по методу моментов, т. е. из предполагаемого равенства первых начальных моментов, вычисленных для рассматриваемой однопараметрической функции $v(D)$ и на основании значений функции $v(D)$, найденной при анализе отпечатков капель:

$$M_{1T}[D] = \int_0^{\infty} D v(D) dD = M_{1\beta}[D], \quad (1.47)$$

где $M_{1T}[D]$, $M_{1\beta}[D]$ — теоретическое и экспериментальное значения первого начального момента для зависимости $v(D)$.

Используя выражение (1.38), после замены $x = \alpha D$ получаем

$$M_{1T}[D] = \frac{2\alpha^4}{3\pi} \int_0^{\infty} D^4 K_1(\alpha D) dD = \frac{2}{3\pi\alpha} \int_0^{\infty} x^4 K_1(x) dx = \frac{3,4}{\alpha}, \quad (1.48)$$

откуда с учетом (1.47) запишем $\alpha = 3,4/M_{1\beta}[D]$ (1.49).

В ряде работ при оценке приемлемости различных зависимостей для характеристики дисперсного состава сравнивали интегральные функции $V(D)$. Однако такого рода сравнение не является достаточно строгим, так как интегральные функции мало чувствительны к виду уравнений, их описывающих. Более определенные результаты сравнения можно получить при сопоставлении графиков дифференциальных функций $v(D)$. Однако и эта форма сравнения, обладая лишь большей наглядностью, не дает количественных результатов.

Поэтому критерием сравнения уравнений, описывающих дисперсный состав, принята величина k , непосредственно связанная с такой существенной характеристикой, как суммарная поверхность капель [22], $k = 1 - f/f'$ (1.50), где f' , f — удельная поверхность, вычисленная на основании первичных экспериментальных данных и соответствующая выбранной аппроксимирующей функции.

Таким образом, на основании экспериментальных результатов определения дисперсного состава жидкости с помощью метода улавли-

вания представлялось возможным один и тот же ансамбль капель описать различными уравнениями. Так, получив в соответствии с известными рекомендациями значения первого момента распределения M_{1z} , из (1.49) можно вычислить значение α и по уравнению (2.33) — значение k , соответствующее однопараметрическому закону распределения (1.38).

После аппроксимации первичных экспериментальных данных с помощью уравнений нормального распределения, Розина—Раммлера и логарифмически нормального закона определим удельную поверхность

$$f = \frac{6}{\rho_{\text{ж}}} \int_0^{\infty} \frac{v(D)}{D} dD \approx \frac{6}{\rho_{\text{ж}}} \sum_{i=1}^{i=m} \frac{\Delta V}{\bar{D}_i} \Delta D. \quad (1.51)$$

В результате установлено, что для нормального закона $k = 5...10 \%$, для уравнения Розина—Раммлера — $1...7 \%$, нормально-логарифмического закона — $10...16 \%$ и для однопараметрического уравнения (1.38)— $6...15 \%$. Очевидно, что помимо зависимости k от вида уравнения, его значение в известной мере связано также с погрешностями графического или численного определения параметров распределения в указанных уравнениях.

Таким образом, результаты сравнения показывают, что сопоставляемые уравнения практически равнозначны по точности описания дисперсного состава. В связи с этим предпочтение следует отдать уравнению, для которого наименее трудоемок процесс параметризации. Наиболее простым представляется использование его при разработке математической модели процесса тепло- и массообмена. В связи с этим явное преимущество имеет однопараметрическое уравнение (1.38).

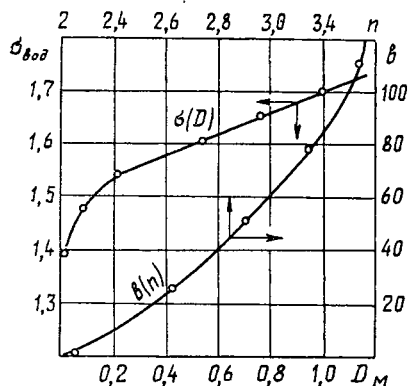
Анализ ряда исследований показал, что функции распределения числа капель по диаметру

$$\varphi(D) = \frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta D} \quad (1.52)$$

(N — общее количество капель в данном ансамбле; ΔN — количество капель, приходящееся на интервал размеров ΔD) в зависимости от метода измерения и способа аналитического описания дисперсного состава могут иметь принципиально различный характер. Так, в некоторых работах (например, в [57]) кривые указанной функции имеют максимум, в других кривые $\varphi(D)$ экстраполируются до $D = 0$ без экспериментальных данных в области малых размеров капель. В ряде случаев зависимости имеют гиперболический характер, в последнем указанный тип кривых $\varphi(D)$ обнаружен при использовании весьма различных методов измерения, таких, как инерционного, оптического, счетно-импульсного.

Из физических соображений ясно, что в общем случае число мелких капель на каком-то пределе должно быть ограничено, т. е. кривая должна переходить через максимум.

Однако сведения о количестве капель, размеры которых лежат в околонулевой области, не представляют особой ценности. Например [57], для ансамбля капель относительно тонкого распыла ($\alpha = 48$, модальный диаметр $D_m = 0,05$ мм) частицы размером до 0,01 мм составляют лишь 0,02 % общего объема распыленной жидкости, а вклад этих капель в общую поверхность не превосходит 0,15 %.



1.11. Связь между параметрами распределения

Этот пример свидетельствует также о том, что присущее счетно-импульсному методу ограничение по минимальному измеряемому размеру капель ($D_{\min} = 0,01$ мм) вполне приемлемо для практических исследований дисперсного состава капель в аппаратах контактного типа. Кроме того, даже в тех случаях, когда существенная часть спектра капель в области диаметров, меньших модального, по условиям указанного ограничения ($D_{\min} = 0,01$) не может быть зафиксирована регистрирующей аппаратурой, если выполняется экспоненциальный характер функции $h(S)$, можно получить значение

параметра α лишь по результатам анализа крупнодисперсной части спектра, и, следовательно, иметь информацию о всей функции распределения от 0 до D_{\max} .

Остановимся на некоторой особенности известных двухпараметрических функций, обнаруженной при их анализе [23].

То обстоятельство, что однопараметрическое уравнение (1.38) с достаточной степенью точности описывает дисперсный состав капель, послужило поводом для рассмотрения широко распространенных уравнений Розина—Раммлера $v(D) = nbD^{n-1} \exp(-bD^n)$ и логарифмически нормального закона, предложенного А. Н. Колмогоровым

$$v(D) = (V\sqrt{2\pi} \lg \sigma)^{-1} \exp \left[-\frac{(\lg D - \lg D_m)^2}{2 \lg^2 \sigma} \right]$$

с несколько новой точки зрения.

Известно, что даже для одного и того же механизма диспергирования коэффициенты n , b в уравнении Розина—Раммлера и величины σ , D_m в законе А. Н. Колмогорова оказываются постоянными лишь для узкого диапазона физических свойств жидкости и режима работы распылителя. Воспользовавшись результатами экспериментов раз-

личных авторов (ссылки на работы которых даны в работе [23]), применявших для аппроксимации опытных данных указанные уравнения, удалось установить, что они являются однопараметрическими. Последнее обусловлено тем, что между коэффициентами n и b , а также между величинами σ , D_m существуют соответствующие однозначные связи. Действительно, согласно рис. 1.11 для различных режимных параметров диспергируемых твердых и жидких веществ и используемых при этом различных средств измельчения обнаруживаются вполне определенные функциональные связи $b(n)$ и $\sigma(D_m)$.

Выявленная особенность известных двухпараметрических уравнений распределения служит дополнительным фактором, подтверждающим конкурентоспособность однопараметрического уравнения (1.38).

ГЛАВА 2



МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНОГО НЕВОЗМУЩЕННОГО ФАКЕЛА

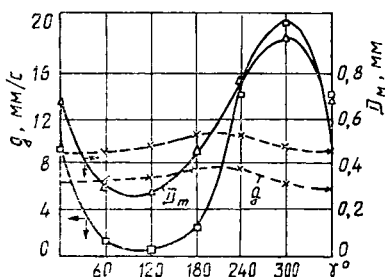
2.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА В ПРОСТРАНСТВЕ ФАКЕЛА

Исследования гранулометрического состава распыливаемой жидкости посвящались в основном экспериментальному определению дисперсного состава всей совокупности капель факела в некотором поперечном сечении, достаточно удаленном от устья форсунки. Информация такого рода является результатом соответствующего осреднения, что не позволяет судить о динамике диспергирования в объеме факела.

Вместе с тем распад пленки жидкости на выходе из сопла центробежной форсунки порождает пространственный характер изменения размеров капель, в соответствии с которым в ядре факела двигаются более крупные капли, а в направлении от центра поперечного сечения факела к периферии размеры их уменьшаются.

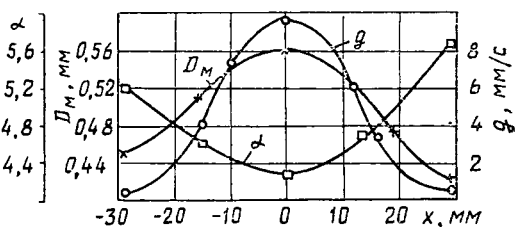
Известно [68], что разработка расчетных методик кинематики тепло- и массообмена в дисперсных потоках до настоящего времени — одна из наиболее сложных областей математического моделирования. В связи с этим данные эксперимента, характеризующие распределение дисперсного состава в факеле, дают возможность либо с большей степенью обоснованности принять упрощающие допущения, либо в полупырических решениях учесть соответствующие реальные особенности формирования дисперсной среды.

Благодаря подробным локальным измерениям дисперсного состава с помощью счетно-импульсного метода установлен ряд экспериментальных результатов, которые освещены в литературе. В качестве объекта исследования структуры дисперсного состава в пространстве факела выбраны широко применяемые однозаходные центробежные форсунки У-1 камер орошения кондиционеров и Б-25, используемые в брызгальных бассейнах ТЭС и АЭС. Выбор однозаходного центробежного распылителя обусловлен не только прикладной частью задачи, но и тем, что для этого типа форсунок характерна существенная неравномерность распределения локальных расходов по окружности факела и связанное с этим соответствующее распределение дисперсного состава.



2.1. Изменение модального размера капель и локального расхода g по окружности факела

в поперечном сечении факела, удаленном на 300 мм от сопла форсунки, в тех точках по радиусу сечения, где локальный расход капель был максимален (рис. 2.1). Локальный расход g измерен специальным отборником в тех же точках по окружности факела, в которых определялся дисперсный состав. Рисунок иллюстрирует явное подобие зависимостей $D_m(\gamma)$, $g(\gamma)$ при существенном изменении локальных величин D_m , g по окружности. При этом больши́м значениям g соответствует и более крупнодисперсный состав капель. Пунктирными линиями нанесены аналогичные зависимости $D_m(\gamma)$ и $g(\gamma)$, полученные для четырехзаходной центробежной форсунки УЦ (ВНИИКондиционер). При идентичности взаимного характера изменений указанных зависимостей видно практически равномерное распределение локальных расходов и дисперсного состава по окружности факела.



2.2. Изменение структуры капельного потока по радиусу факела и параметра распределения функции

Исследовано также изменение структуры капельного потока по радиусу того же сечения факела (рис. 2.2). Координата $x = 0$ соответствует максимальному значению локального расхода g , а точки x ,

равные — 30 и 30 мм, расположены на внутренней и внешней границах кольцевого поперечного сечения. Здесь, как и на рис. 2.1, прослеживается идентичность характера зависимостей $D_m(x)$, $g(x)$.

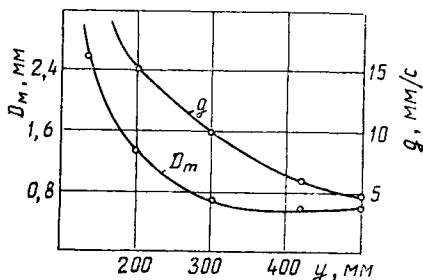
Для определения изменения дисперсного состава вдоль направления движения капельной среды были выбраны пять поперечных сечений факела, удаленных от сопла форсунки У-1 на расстояниях от 140 до 500 мм при $\gamma = 0$. В каждом сечении обнаруживалась точка, соответствующая максимальному локальному расходу g_{\max} , в которой измерялись размеры капель. Результаты этой группы опытов (рис. 2.3) обнаружили две характерные области. В одной из них ($y < 300$ мм) наблюдается процесс уменьшения размеров капель, обусловленный динамикой формирования дисперсной среды. Вторая область ($y \geq 300$ мм) представляет собой зону стабилизации. Как и в измерениях, иллюстрированных рис. 2.1, 2.2, здесь наблюдается аналогия зависимостей $D_m(y)$ и $g(y)$.

Значения $D_m(y)$, $D_m(x)$, $D_m(y)$ получены нами и для распылителя большей производительности Б-25, однако заметных различий в характере изменения указанных величин и связи их с изменением локальных расходов не обнаружено.

Установленная закономерность позволяет при сравнительной оценке качества работы распылителей, не прибегая к измерению дисперсного состава, утверждать, что при прочих равных условиях более тонкое дробление жидкости будет обеспечено той форсункой, для которой меньшим окажется коэффициент неравномерности распределения локальных расходов по окружности факела.

Аналогия, установленная в характере изменения дисперсного состава и локального расхода капельной среды побудила постановку измерений в факеле распылителей с различными геометрическими характеристиками в целях установления соответствующих обобщенных закономерностей связи $D_m(g)$. Однако попытка такого рода пока не увенчалась успехом. Анализ показал, что количественные связи $D_m(g)$ в существенной мере определяются индивидуальными особенностями отклонений размеров (нецилиндричность сопел, микронеровности выходных сечений и подводящих каналов и т. д.).

Вместе с тем то обстоятельство, что более крупнодисперсный поток капель (при прочих равных условиях) соответствует зонам с более высокими локальными расходами, обусловлено, по-видимому, закономерностями пространственного изменения счетной или объемной концентрации капель в факеле распыла, определяющими интен-



2.3. Изменение дисперсного состава и локального расхода вдоль направления движения капель

сивность одновременно протекающих процессов коагуляции и повторного дробления.

Анализ полученных результатов позволяет сделать предположение, согласно которому независимо от механизма диспергирования всегда имеется некий пороговый уровень концентрации капель, при увеличении которого невозможно существование капель, менее определенного модального размера.

2.2. ПРИВЕДЕННАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРАМ

Практически все известные методы определения размеров капель представленные в подразд. 1.1, носят локальный характер. В то же время в поперечном сечении факела всегда имеет место существенное изменение дисперсного состава даже в зоне полной стабилизации процесса каплеобразования.

Эти две особенности, связанные со спецификой методики гранулометрии и кинематики капель в пространстве факела, могут либо серьезно усложнить возможность использования результатов локальных измерений (при разработке, например, расчетной модели процесса теплообмена), либо при необоснованном упрощенном усреднении привести к большому погрешностям.

В связи с этим возникла необходимость в отыскании эквивалентной замены поля локальных функций распределения (в рассматриваемом сечении факела) некоторой одной так называемой приведенной функцией, описывающей всю совокупность капель, проходящих через это сечение.

Несмотря на казалось бы очевидную потребность в постановке такого рода задачи, в литературе соответствующего решения не обнаружено, хотя еще в работе [51] отмечалась необходимость определения осредненного спектра размеров капель для факела аэрозоля по результатам локальных измерений.

Рассмотрим последовательно два способа установления приведенной функции распределения, разработанные применительно к различным типам распылителей. Первый [17] приемлем в основном для форсунок с низкой и средней производительностью (до $40 \text{ м}^3/\text{ч}$) при линейных размерах поперечного сечения факела не более $0,5 \text{ м}$. Второй способ позволил решать указанную задачу применительно к распылителям большой производительности (до $300 \text{ м}^3/\text{ч}$), у которых характерные габариты исследуемых сечений факела составляют до $5 \dots 8 \text{ м}$. Вместе с тем каждый из рассматриваемых ниже способов может быть в принципе использован для исследования дисперсного состава в факеле любых типов распылителей. При этом выбор обусловлен лишь минимумом суммарных затрат времени и средств на техническую реализацию способа, проведение измерений и обработку результатов наблюдений.

Рассмотрим первый способ. Из определения дифференциальной функции распределения объема капель по диаметру $v(D_j)$ в интервале размеров $D_j \dots (D_j + \Delta D)$ следует, что

$$v(D_j) = D_j^3 n_j / \Delta D \sum_{i=1}^m D_i^3 n_i, \quad (2.1)$$

где n_j — количество капель, размеры которых находятся в интервале $D \dots (D_j + \Delta D)$; m — количество групп, на которые разбит весь спектр размеров капель. Поставленная задача заключается в том, чтобы реализовать вычисление, подобное (2.1), для всей совокупности капель, проходящих через исследуемое сечение факела, либо контактного аппарата.

Условно всю площадь F сечения разобьем на i площадок размером $\Delta F_i = \Delta x_i \Delta y_i$. Затем в центре каждой из этих площадок с координатами x_i, y_i определяется локальная функция распределения $v(x_i, y_i, D)$, а также удельный расход капель $g(x_i, y_i)$, измеряемый с помощью отборника в соответствии с известной методикой [77].

Будем считать, что в пределах каждой из площадок значения $v(D)$, g неизменны.

Далее условно из всего спектра размеров частиц выделим капли, диаметры которых находятся в интервале $D_j \dots (D_j + \Delta D)$, и определим объемный расход капель этой группы, проходящих через каждую из i площадок ΔF . Произведя суммирование по всем площадкам, получим объемный расход капель этой группы размеров для всего сечения F :

$$w(D_j) = \sum_{i=1}^i v(x_i, y_i, D) \Delta D g(x_i, y_i) \Delta F, \quad (2.2)$$

где $v(x_i, y_i, D) \Delta D$ — долевое содержание объема капель, размеры которых находятся в указанном интервале в объеме капель всех размеров, проходящих через площадку ΔF_i . Соответственно через площадь F объемный расход жидкости, представленный всем спектром размеров, определим из уравнения

$$Q = \sum_{i=1}^i g(x_i, y_i) \Delta F. \quad (2.3)$$

Разделив (2.2) на (2.3) и на ΔD , получим для диаметра D_j значение приведенной функции

$$\bar{v}(D_j) = \sum_{i=1}^i v(x_i, y_i, D_j) g(x_i, y_i) \Delta F / \sum_{i=1}^i g(x_i, y_i) \Delta F. \quad (2.4)$$

Выполнив подобную операцию для других диаметров D , определим значения координат точек приведенной функции $v(D)$, по которым можно построить ее график.

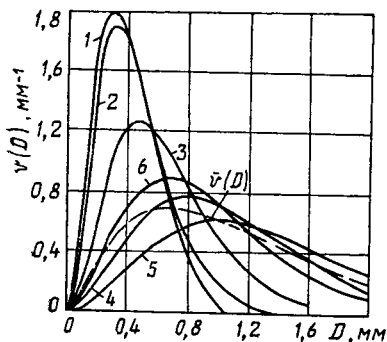
Выражение (2.4) может несколько изменяться в зависимости от применяемой формулы численного интегрирования. В общем виде, записанном для непрерывных функций, получим

$$\bar{v}(D_i) = \iint_F v(x, y, D) g(x, y) dF / \iint_F g(x, y) dF. \quad (2.5)$$

Очевидно, что количество точек измерения и их координаты определяются степенью неравномерности распределения по площади F локальных расходов $g(x, y)$ и локальных дисперсных составов, определяемых функцией $v(x, y, D)$.

Критерием выбора числа отдельных измерений является минимум погрешности при переходе от дискретного рассмотрения потока к непрерывному, т. е. при переходе от метода конечных разностей к методу непрерывных функций.

В качестве примера приведем некоторые результаты исследования дисперсного состава при распыливании жидкости центробежной форсунки, диаметр сопла которой $d_c = 4$ мм, при перепаде давления $p = 3 \cdot 10^5$ Па. Для определения приведенной функции $\bar{v}(D)$ все поперечное сечение факела разбивалось на шесть площадок, образованных пересечением лучей и окружностей.



2.4. Локальные (—) и приведенная (---) функции распределения объемов капель по диаметрам:

1 — $\gamma = 0^\circ$; 2 — 60° ; 3 — 180° ; 4 — 120° ; 5 — 300° ; 6 — 240°

Локальные функции распределения объемов капель по диаметрам (рис. 2.4) найдены по окружности сечения факела. Характерно, что модальные диаметры капель, соответствующие отдельным локальным функциям распределения и приведенной функции $\bar{v}(D)$, как видно из рис. 2.4, различаются более чем в три раза. Этот далеко не частный случай подтверждает необходимость определения приведенной функции распределения для объективного описания всей генеральной совокупности капель, продуцируемых форсункой.

Очевидно, что степень представительности функции $\bar{v}(D)$ во многом определяется не только числом отдельных измерений в рассматриваемом сечении факела или аппарата, а и тем, насколько правильно выбраны координаты точек, в которых производятся измерения. В свою очередь, указанный выбор зависит от интенсивности изменения дисперсного состава в рассматриваемом сечении. В связи с этим предварительно оценивают характер изменения локальных расходов как существенно менее трудоемкую операцию, что позволяет априорно судить о характере изменения дисперсного состава и обоснованно

назначать количество и координаты окончательно принятых точек измерения.

Анализ возможностей счетно-импульсного метода позволил заметно упростить определение приведенной функции распределения, так как было обнаружено, что информация, необходимая для измерения дисперсного состава, оказалась достаточной и для получения локального расхода.

Рассмотрим второй метод [29] определения приведенной функции распределения капель по размерам. Идея его состоит в следующем. Датчик, включающий несколько пар соосных электродов, на которые подается разность потенциалов, перемещается с постоянной скоростью W в плоскости исследуемого сечения факела или контактного аппарата. Каждая пара электродов (с соответствующим постоянным зазором S между их остриями) подсоединяется к своему счетчику импульсов, роль которого выполняет электронный частотомер, регистрирующий и суммирующий количество замыканий каплями концов электродов на всем пути движения датчика. Таким образом можно получить зависимость частоты замыканий h от зазора S , что, как уже было показано, является достаточной информацией для определения функции распределения капель по размерам.

Выделим вдоль оси x , соответствующей направлению движения датчика по сечению исследуемого потока, полосу единичной ширины, которую, в свою очередь, разобьем на n квадратов. Тогда, если в каждом квадрате межэлектродный зазор находится некоторое время, равное $\tau = W^{-1}$, и локальный поток капель характеризуется функцией распределения количества капель по диаметрам $\varphi(D, x)$, то величина $\varphi(D, x) W^{-1}$ будет соответствовать количеству центров капель, прошедших за время τ через единицу площади.

В соответствии с теорией счетно-импульсного метода электронной аппаратурой могут быть зарегистрированы только те капли, центры которых пройдут через область площадью, равной $K(S, D)$. Предполагается, что в пределах каждого квадрата центры пролетающих капель образуют пуассоновское поле, а капельный поток в целом обладает эргодическими стационарными свойствами. Поэтому, если межэлектродный зазор датчика находится в условном квадрате некоторое время W^{-1} , количество электрических импульсов, зарегистрированных электронной аппаратурой в связи с касанием каплями i -го диаметра концов электродов, будет равно

$$W^{-1}K(S, D_i) \varphi(D_i x). \quad (2.6)$$

При перемещении датчика с постоянной скоростью вдоль сечения потока от квадрата к квадрату сумма всех зарегистрированных импульсов для произвольного диаметра капель соответствует

$$W^{-1}K(S, D_i) \sum_{i=1}^n \varphi(D_i x). \quad (2.7)$$

Последний множитель выражения (2.7) определяет количество центров капель диаметром D_i , пролетевших за единицу времени через площадь единичной ширины, и длиной, равной значению линейного перемещения датчика, т. е. определяет некую приведенную функцию распределения количества капель по диаметрам $\bar{f}(D)$ в сечении потока капель.

Следовательно, количество зарегистрированных импульсов (или частота замыканий), соответствующее всем актам касания капель на пути движения датчика, представим интегральным уравнением

$$h(S, W) = W^{-1} \int_S^{\infty} K(S, D) \bar{f}(D) dD, \quad (2.8)$$

из которого следует, что от величины $h(S, W)$, обратно пропорциональной скорости перемещения датчика W , зависит уровень статистической представительности измерений, с одной стороны, и оперативность проведения опытов — с другой. В связи с этим максимальная скорость W выбирается таким образом, чтобы экспериментальные значения $h(S, W)$ обладали устойчивой повторяемостью.

Для реализации предлагаемого метода был создан механизм линейного перемещения датчика, который позволял устанавливать различную скорость в пределах 2...5 мм/с при протяженности перемещения 3 м.

Конструкция датчика аналогична показанной на рис. 1.3, с тем лишь отличием, что каждая из пяти пар электродов подключалась к своему частотомеру. Лабораторная обработка метода проводилась в процессе исследования гранулометрического состава капель в факеле, продуцируемом форсунками большой производительности, которые применяются в брызгальных системах охлаждения циркуляционной воды ТЭС и АЭС. Высота факелов подаваемой снизу вверх воды достигала 2,6 м при дальнобойности более 7 м.

В результате многочисленных измерений дисперсного состава в различных сечениях факела установлено, что с достаточной степенью точности экспериментально полученная зависимость может быть аппроксимирована использованным при обработке счетно-импульсного метода выражением

$$h(S, W) = A(W) \exp(-\alpha S), \quad (2.9)$$

где $A(W)$ — значение $h(S, W)$ при $W = 0$. С помощью зависимостей $h(S, W)$, полученных при различной скорости перемещения датчика, установлено, что при повышении указанной скорости значения величин разброса опытных точек относительно аппроксимирующей кривой возрастают, т. е. снижается точность определения параметра дисперсного состава α . В связи с этим целесообразно получить такую скорость W , при которой значения имели бы устойчивую повторяемость. Однако при этом оперативность метода, естественно, сни-

жается. Такое противоречие необходимо разрешать опытным путем, исходя из конкретных условий и требований эксперимента. Так, при достаточно больших размерах исследуемых сечений капельного потока рационально применять несколько параллельно подключенных между собой датчиков, в результате чего пропорционально увеличится частота замыканий и, как следствие, повысится точность измерений.

С использованием (2.9, уравнение (2.8) запишем в виде

$$B(W) \exp(-\alpha S) = \int_S^{\infty} K(S, D) \bar{f}(D) dD, \quad (2.10)$$

где $B(W) = A(W) W$ — постоянная для всего заданного сечения капельного потока величина. Решение интегрального уравнения (2.10) позволяет получить выражение для приведенной функции

$$\bar{f}(D) = 2\pi^{-1} B(W) \alpha^3 K_1(\alpha D). \quad (2.11)$$

Плотность вероятности распределения объема капель по диаметрам для всего сечения потока представим обычным уравнением

$$\bar{v}(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D). \quad (2.12)$$

Можно показать, что если в каждом n -м квадрате полосы единичной ширины зависимость $h(S, x)$ носит экспоненциальный характер, то $h(S, W)$, определенная для всего сечения как совокупность значений

$$h(S_j) = \sum_1^n h_n(S_j x), \quad (2.13)$$

где j — номер зазора между электродами, в строгой постановке не должна подчиняться экспоненциальной зависимости. Как уже отмечалось, аппроксимация результатов измерений $h(S, W)$ с помощью уравнения (2.9) дает при соответствующем уровне скорости перемещения датчика вполне допустимый разброс опытных точек относительно экспоненты.

Для оценки степени влияния отмеченной особенности в одном и том же сечении факела при одинаковых перепаде давления на форсунке и температуре жидкости выполнены измерения по первой и второй методикам определения приведенной функции распределения. При этом установлено, что максимальное различие удельных поверхностей капель, вычисленных на основании измерений по указанным методикам, не превосходит 10 %, что свидетельствует о вполне приемлемой достоверности второго метода.

2.3. ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ РАСХОДОВ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ СЧЕТНО-ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА

На стадии лабораторных исследований и в период полупромышленных испытаний информация о распределении локальных расходов капельной среды в поперечном сечении одиночного факела или контактного аппарата в целом приобретает практически ту же значимость, что и сведения о дисперсном составе.

Использование устройств для забора капельной жидкости с последующим измерением ее расхода объемным способом в ряде случаев вызывает серьезные осложнения. Так, если в мерном сечении двухфазного потока (например, за направляющим аппаратом или рабочим колесом паровой турбины) наблюдается интенсивное изменение скорости в радиальном направлении, то обеспечение изокинетичности отбора пробы не представляется возможным. При выводе капель из потока влажного пара возникает дополнительное осложнение — необходимость использования устройств, исключающих проникновение конденсирующейся паровой фазы в мерную емкость для капель.

При исследовании распределения по объему рабочего пространства аппарата так называемых коэффициентов орошения в форсуночных камерах кондиционеров и распылительных сушильных устройствах сложный характер сопряжения траекторий движения дискретной фазы исключает возможность точной ориентации заборного устройства.

Как уже отмечалось, анализ и дальнейшая отработка счетно-импульсного метода показали [18], что одновременно с определением функции распределения капель по размерам возможно и локальное измерение расхода дискретной жидкой фазы. Произведение ненормированной функции распределения количества капель по диаметрам $\varphi_0(D)$ на интервал dD представляет собой количество зарегистрированных капель, размеры которых находятся в интервале $D \dots (D + \Delta D)$, прошедших за единицу времени через единицу площади. Следовательно,

$$N = \beta \int_{D_{\min}}^{\infty} \varphi_0(D) dD \quad (2.14)$$

— это общее количество капель, проходящих через единицу площади в единицу времени. Соответственно объемный расход этих капель

$$g = \beta \frac{\pi}{6} \int_{D_{\min}}^{\infty} D^3 \varphi_0(D) dD. \quad (2.15)$$

Здесь D_{\min} — достоверно измеряемый минимальный размер капель; β — коэффициент, равный отношению действительного числа капель к их количеству, зарегистрированному счетно-импульсным методом.

Если воспользоваться ранее полученным уравнением (1.26) для ненормированной функции $\varphi_0(D)$, уравнение (2.14) запишем в виде

$$N = \beta \frac{2\alpha^3 B}{\pi} \int_{D_{\min}}^{\infty} K_1(\alpha D) dD. \quad (2.16)$$

После замены $\alpha D = x$ и с учетом того, что $\int K_1(x) dx = -K_0(x)$, запишем

$$N = \beta \pi^{-1} 2\alpha^3 B K_0(\alpha D_{\min}). \quad (2.17)$$

Аналогично выражение (2.15) после подстановки значения $\varphi_0(D)$ преобразуется в следующее:

$$g = (3\alpha)^{-1} \beta B \int_{\alpha D_{\min}}^{\infty} D^3 K_1(\alpha D) dD, \quad (2.18)$$

или после замены $x = \alpha D$ получим

$$g = (3\alpha)^{-1} \beta B \int_{\alpha D_{\min}}^{\infty} x^3 K_1(x) dx. \quad (2.19)$$

Можно показать, что при $D_{\min} = 10$ мкм с точностью до 0,01 % справедливо равенство

$$\int_0^{\infty} x^3 K_1(x) dx = 3\pi/2, \quad (2.20)$$

с учетом которого уравнение (2.19) представим в виде

$$g = (2\alpha)^{-1} \beta \pi B. \quad (2.21)$$

Коэффициент β можно найти экспериментально. Для этого в неподвижном воздухе распыливанием исследуемой жидкости создается поток капель, движущихся вертикально вниз. Специальной диафрагмой выделяется узкий капельный пучок и затем в поперечном его сечении с помощью счетно-импульсного метода определяется поле локальных значений объемного расхода зарегистрированных капель жидкости g' , вычисляемого как

$$g' = \pi \int_0^{\infty} D^3 \varphi_0(D) dD/6. \quad (2.22)$$

Значение общего объемного расхода зарегистрированных капель Q' получаем интегрированием по всему выделенному диафрагмой сечению F_1

$$Q = \int_{F_1} g'(F) dF. \quad (2.23)$$

Действительный расход Q в выделенном пучке определяется путем сепарации капель и сбора жидкости в мерную емкость. В результате искомый коэффициент $\beta = Q/Q'$ (2.24). Установлено, что значение β обусловлено только электрическими параметрами измерительной схемы и электропроводностью жидкости и не зависит от плотности орошения, дисперсного состава капель и их скорости.

Так, при разности потенциалов на электродах зонда $u = 9$ В, чувствительности усилителя $\Delta u = 25$ мВ и электропроводности жидкости $\chi = 1,83 \cdot 10^{-3}$ Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$ коэффициент $\beta = 1,50 \pm 0,15$.

В качестве примера на рис. 2.1 показаны зависимости изменения локального расхода капель по окружности факела центробежной форсунки типа У-1, широко используемой в камерах орошения кондиционеров. Форсунка имела диаметр сопла 4 мм при перепаде давления $p = 0,5$ МПа. Сплошной линией показаны значения g , измеренные цилиндрической заборной трубкой диаметром 5 мм с отводом жидкости в мерную емкость. При этом выполнялись все известные требования [77], обеспечивающие коэффициент улавливания, равный единице. Точками на этом рисунке показаны значения локальных расходов, измеренных счетно-импульсным методом. Максимальное несовпадение результатов не превышает 10 %.

Полученный результат сравнения в равной степени может быть отнесен и к объектам, в которых гидродинамическая обстановка в дисперсном потоке отличается от той, для которой выполнено сравнение. Надежные результаты при определении локальных расходов капель возможны лишь при условии, когда точно измеряемое минимальное расстояние между электродами оказывается меньше модального размера капель в рассматриваемой их совокупности. Это единственное ограничение в области применения счетно-импульсного метода в равной степени сохраняется при определении размеров капель и локального расхода дисперсной среды. Для зондов, с помощью которых выполнялись измерения, это ограничение соответствует размерам капель не ниже 10 мкм; по «верхнему» размеру капель метод ограничений не имеет.

В процессе отработки метода установлено, что при соответствующих параметрах измерительной аппаратуры можно исследовать структуру потока водяных капель конденсата с электропроводностью порядка 10^{-6} Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$. При соответствующей конструкции зонда счетно-импульсный метод может быть реализован при температуре среды до 400 °С, давлении порядка 4 МПа в околосвуковом дисперсном потоке.

2.4. ПОКАЗАТЕЛИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОЦЕССА ДИСПЕРГИРОВАНИЯ

В процессе разработки контактных аппаратов нового типа или при модернизации существующих всегда возникает задача, связанная с необходимостью выбора типа распылителя. Оптимальное раз-

решение задачи во многом определяется теми показателями, которые используются при сравнительной оценке работы форсунок.

Вместе с тем, несмотря на многочисленность работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям распыливающих устройств, единственным показателем, используемым для оценки процесса диспергирования, является или модальный, или медиальный размер капель. Естественно, что для сравнительной оценки качества распыливания жидкости эти традиционные показатели в известной мере себя оправдывают.

Однако при решении задач оптимизации контактного аппарата в целом либо наилучшего выбора типа распылителя использование указанных показателей оказывается явно недостаточным. Последнее обусловлено тем, что одинаковая суммарная поверхность капель, определяющая процесс тепло- и массообмена, может быть получена при различных расходах жидкости и энергозатратах на ее распыливание.

В связи с этим после предварительного выбора диаметра соплового отверстия форсунки (с точки зрения незасоряемости) и ряда их типов (из соображений технологичности конструкции, ее унификации и т. д.) необходимо оценить эффективность процесса диспергирования. Для этого с помощью полученного нами однопараметрического уравнения распределения капель по размерам находим простые по форме показатели эффективности процесса диспергирования. Если весь спектр размеров капель, продуцируемых форсункой, разбить на ряд интервалов их размеров, для некоторого интервала $D_{i-1} \dots D_i$ поверхность капель можно представить в виде

$$\Delta F_i = 6 \cdot 10^3 Q \Delta V_i \bar{D}_i^{-1}, \quad (2.25)$$

где Q — объемная производительность форсунки, м³/с; $\bar{D}_i = 0,5(D_{i-1} + D_i)$ — средний диаметр капель на выбранном интервале, мм; ΔV_i — доля объема капель, размеры которых находятся в интервале $D_{i-1} \dots D_i$, вычисляемая с помощью приведенной дифференциальной функции распределения объема капель по диаметру $\bar{v}(D)$,

$$\Delta V_i = \int_{D_{i-1}}^{D_i} \bar{v}(D) dD. \quad (2.26)$$

Очевидно, что суммарная поверхность F (м²/с) всех m интервалов размеров капель равна

$$F = 6 \cdot 10^3 Q \sum_{i=1}^m \Delta V_i / \bar{D}_i, \quad (2.27)$$

или для непрерывной функции (2.27)

$$F = 6 \cdot 10^3 Q \int_0^\infty D^{-1} \bar{v}(D) dD. \quad (2.28)$$

Если приведенную функцию распределения (как это было показано в подразд. 2.2) можно представить уравнением $\bar{v}(D) = (3\pi)^{-1} 2\alpha^4 D^3 K_1 \times (\alpha D)$, то равенство (2.28) запишем в виде

$$F = 4\pi^{-1} \cdot 10^3 \alpha^4 Q \int_0^{\infty} D^2 K_1(\alpha D) dD. \quad (2.29)$$

Производя замену $x = \alpha D$ и учитывая, что $\int_0^{\infty} x^2 K_1(x) dx = 2$, окончательно получаем

$$F = 8\pi^{-1} \cdot 10^3 \alpha Q = 2,53 \cdot 10^3 \alpha Q. \quad (2.30)$$

После этого определим такой показатель эффективности процесса диспергирования, как удельную поверхность капель, т. е. поверхность, образованную 1 кг жидкости, продуцируемой распылителем $f = F/M$ (2.31), где f — удельная поверхность капель, $\text{м}^2/\text{кг}$; M — массовый расход жидкости, $\text{кг}/\text{с}$, $M = Q\rho_{\text{ж}} M(\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$).

Используя (2.31) и (2.28), получаем

$$f = 6\rho_{\text{ж}}^{-1} \cdot 10^3 \int_0^{\infty} D^{-1} \bar{v}(D) dD, \quad (2.32)$$

для однопараметрического уравнения $\bar{v}(D)$ с учетом (2.30) $f = 2,53 \times 10^3 \alpha \rho_{\text{ж}}$ (2.33). Из равенства (2.33) видно, что α имеет вполне определенный физический смысл, являясь (с точностью до постоянного множителя) отношением суммарной поверхности капель к массовому расходу жидкости, продуцируемой распылителем.

В качестве второго показателя эффективности процесса дробления жидкости можно использовать величину, характеризующую затраты энергии на создание 1 м^3 капельной поверхности, $e = W/F$ (2.34), где e — коэффициент удельных затрат энергии, $\text{Дж}/\text{м}^2$; W — мощность, затрачиваемая на создание капельной поверхности, Вт. Следовательно, $e = Q\Delta p/F$, где Δp — перепад давления на форсунке, Па. Если величину F можно выразить через параметр α приведенной функции, то используя (2.30), получаем

$$e = 0,393 \cdot 10^{-3} \Delta p \alpha^{-1}. \quad (2.35)$$

Исследуя локальные значения функции распределения $v(D)$ по окружности факела, можно по аналогии с известным коэффициентом неравномерности локальных расходов жидкости [32] определить коэффициент окружной неравномерности дисперсного состава

$$a = (\alpha_{\text{max}} - \alpha_{\text{min}})/\bar{\alpha}, \quad (2.36)$$

где α_{max} , α_{min} — максимальное и минимальное значения параметров локальных функций распределения $v(D)$; $\bar{\alpha}$ — параметр распределения

приведенной функции $\bar{v}(D)$, определенной для всего факела форсунки. Учитывая, что $\alpha_{D_{\max}} = 7$ (см. подразд. 1.4), выражение (2.36) записываем в виде

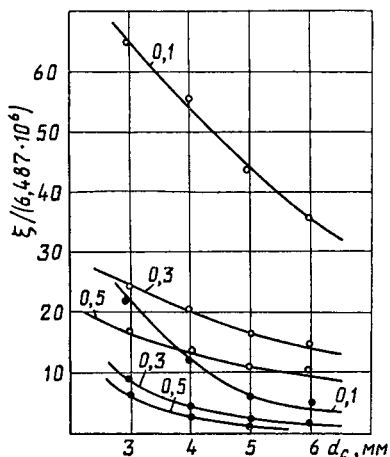
$$a = D_{\max} (D_{\max} \cdot D''_{\max})^{-1} (D_{\max} - D''_{\max}), \quad (2.37)$$

где D'_{\max} , D''_{\max} , \bar{D}_{\max} — максимальные диаметры капель, соответствующие α_{\min} , α_{\max} , $\bar{\alpha}$.

Очевидно, что лучшим можно считать процесс диспергирования, при котором максимум удельной поверхности достигается при минимуме удельных энергозатрат. В связи с этим показателем, характеризующим оптимальный выбор типа распылителя, его размеров и режима работы, может служить величина

$$\zeta = f/\varepsilon = 6,487 \cdot 10^6, \quad (2.38)$$

где ζ — коэффициент оптимальности диспергирования, $\text{м}^4/(\text{кг} \cdot \text{Дж})$. Для иллюстрации сравнения работы распылителей с помощью коэффициента ζ на рис. 2.5 показаны некоторые результаты исследования типовых форсунок У-1 камер орошения кондиционеров и усовершенствованных типа УЦ [19]. Коэффициент ζ представлен в зависимости от диаметра соплового отверстия d_c при различных перепадах давления жидкости Δp , МПа. Сравнение однозначно свидетельствует о преимуществе распылителя УЦ.



2.5. Сравнение эффективности распылителей У-1 и УЦ

ГЛАВА 3



МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНОГО НЕВОЗМУЩЕННОГО ФАКЕЛА

3.1. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ДОСТОВЕРНОСТЬ РАСЧЕТА КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КАПЕЛЬ В ФАКЕЛЕ

Несмотря на многолетнюю предысторию развития тепло- и массообменных аппаратов контактного типа, их расчет носит преимущественно эмпирический характер, так как построение теоретических методик сопряжено со значительными трудностями, а достоверность использования упрощенных моделей обычно вызывает сомнения. Как правило, теоретическая модель процесса в контактном аппарате включает уравнения сохранения энергии, количества движения, сплош-

ности, а также ряд других соотношений, определяющих интенсивность гидродинамического, тепло- и массообменного взаимодействия на границе поверхности раздела фаз.

При этом одним из основных является уравнение движения капли, интегрирование которого дает возможность получить такие ее кинематические характеристики, как скорость, время пребывания в активном пространстве аппарата, а также геометрические параметры траектории. Известная теснота связи кинематических характеристик капли с коэффициентами тепло- и массопереноса свидетельствует о том, что адекватность математической модели процесса в аппарате контактного типа в определяющей степени зависит от достоверности решения указанного уравнения движения.

Применительно к весьма обширному кругу прикладных задач аэродинамические силы, действующие на каплю и обусловленные градиентом давления, присоединенной массой и эффектом Бассе, считаются пренебрежимо малыми, так как их порядок пропорционален отношению плотности газа и капель, равному примерно 10^{-3} . Подъемной силой и силой Магнуса можно пренебречь, поскольку капли перемещаются в потоке с незначительными поперечными градиентами продольной скорости.

В рамках таких условий уравнение движения имеет вид

$$m \frac{dW}{dt} = \pm mg - C_D \Psi(D) \rho_r F_k \frac{|u| u}{2}, \quad (3.1)$$

где m — масса капли; u — относительная скорость капли, $u = W_r - W_k$ (W_r , W_k — абсолютные скорости газа и капли); F_k — площадь миделева сечения; ρ_r — плотность газа; C_D — коэффициент аэродинамического сопротивления капли; $\Psi(D)$ — функция, учитывающая деформацию капли; g — ускорение силы тяжести.

Анализ показывает, что достоверность результатов, полученных при решении уравнения (3.1), определяется в основном тремя условиями: выбором аппроксимирующего выражения для коэффициента C_D и функции $\Psi(D)$; оптимальным назначением величин, связанных с процедурой численного метода интегрирования (3.1); точностью задания начальных условий.

Работы, в которых комплексно было бы рассмотрено влияние указанных трех условий на точность результатов расчета основных кинематических характеристик капли, а соответственно и их полидисперсной совокупности, отсутствуют. Вместе с тем очевидно, что рассмотрение задачи в такой постановке не ограничивается лишь вопросами методики, а имеет непосредственное практическое значение при разработке теоретических моделей аппаратов контактного типа.

Как известно, движение капель в двухфазном потоке в значительной мере определяется гидродинамической силой, зависящей от относительной скорости движения фаз и коэффициента аэродинамического сопротивления, который, в свою очередь, также является функцией относительной скорости, т. е. $C_D = f(Re_k)$ (3.2). График функции (3.2), именуемый часто «стандартной кривой сопротивления», имеет сложный характер, обусловленный природой сил в различных

диапазонах значений Re_k , которые проявляются в том, что сопротивление при движении тела в жидкости состоит из сопротивления трения, определяемого касательными напряжениями на поверхности тела, и сопротивления формы, вызванного разностью давлений на лобовой и кормовой частях тела.

В работе [67] дан обзор уравнений, удовлетворительно описывающих функцию $C_D(Re_k)$ в весьма широком интервале чисел Re_k , вплоть до кризиса сопротивления движению.

Так Адамовичем для $0 \leq Re_k \leq 2 \cdot 10^5$ предложено уравнение

$$C_D = \frac{24}{Re_k} (1 + 0,065 Re_k^{2/3})^{3/2}. \quad (3.3)$$

Бауэр и Мьюс для $0 \leq Re \leq 3 \cdot 10^4$ получили зависимость

$$C_D = \frac{24}{Re_k} + \frac{4,0}{Re_k^{1/2}} + 0,40. \quad (3.4)$$

Розенбауму и Тодесу принадлежит уравнение

$$C_D = \frac{24}{Re_k} + 0,248 \left(1 + \frac{194}{Re_k}\right)^{0,5} + 0,248, \quad (3.5)$$

справедливое в диапазоне $1 \leq Re_k \leq 2 \cdot 10^5$, а Чен и Тризек [74] в расчетах траекторий движения капель при $1 \leq Re_k \leq 10^3$ используют выражение

$$C_D = \frac{24}{Re_k} + \frac{6}{1 + Re_k^{1/2}} + 0,27. \quad (3.6)$$

В реальных двухфазных потоках условия движения частиц могут существенно отличаться от условий, в которых была получена «стандартная кривая».

В результате анализа и обобщения опытных данных и корреляций различных авторов получена формула [67], учитывающая влияние концентрации, стеснения потока стенками канала и формы частиц в виде

$$C_D = K_1 K_2 (0,462 K_3 + 30/Re_k), \quad (3.7)$$

где k_1 , k_2 , k_3 — коэффициенты, учитывающие концентрационный фактор, влияние стенок и форму частицы: $k_1 = (1 - \beta)^{-4,75}$; $k_2 = 1/M^2$; $k_3 = (11 \dots 10)/k_c$. Сравнение величин C_D , найденных по формуле (3.7), с результатами определения C_D по соотношениям (3.4), (3.5) при $0 \leq Re_k \leq 2 \cdot 10^5$, обнаружило весьма хорошее согласование. Особенностью аппроксимации (3.7) является то, что учет концентрации, стесненности и формы частиц предусмотрен непосредственно в единой формуле, причем в виде, не осложняющем интегрирования дифференциального уравнения движения.

Пренебрегая влиянием концентрации капель и степени стесненности потока на величину C_D , сопоставляем результаты расчетов,

выполненных с использованием корреляционных зависимостей (3.3) — (3.6). С этой целью на основании решения уравнения (3.1) в предположении, что $\Psi(D) = 1$, для двух диаметров капли и трех значений стартовой скорости $W_{к0}$ при $W_r = 0$ получены значения дальности капли R , высоты подъема факела h и времени τ пребывания капли на траектории от момента старта до падения на горизонтальную плоскость в точке, удаленной от оси форсунки на расстояние R . При этом рассмотрен наиболее общий случай кинематики капель, когда форсунка работает по схеме снизу — вверх. Такие схемы широко применяются в скрубберах, брызгальных бассейнах ТЭС и АЭС, опреснителях и других контактных аппаратах. Результаты расчета представлены в табл. 3.1. Здесь числа против литературного источника показывают процентное отклонение δ_R , δ_h , δ_τ от соответствующих величин R , h , τ , вычисленных с использованием уравнения (3.4) и принятых за 100 %. Весь диапазон стартовых значений критерия Рейнольдса лежит в интервале $66,5 \leq Re_k \leq 2660$. Согласно данным табл. 3.1 при малых числах Re_k , соответствующих $D = 0,1$, имеются

D_k	Источник	Стартовая скорость $W_{к0}$, м/с								
		10			25			40		
		δ_R	δ_h	δ_τ	δ_R	δ_h	δ_τ	δ_R	δ_h	δ_τ
0,1	5	13,4	12,4	20,2	13,4	13,2	19,9	13,5	13,2	19,0
	6	4,1	3,5	9,8	3,4	3,0	2,3	3,3	3,0	4,2
	7	14,5	14,4	17,4	14,7	14,6	10,56	14,0	13,7	11,5
1,0	5	8,7	6,3	2,5	9,9	7,7	2,7	10,1	7,8	3,2
	6	3,1	3,1	0,7	5,8	6,1	2,6	6,9	7,6	4,6
	7	4,79	2,4	1,2	2,3	1,2	1,3	3,7	3,7	4,0

две группы формул: первая (3.3), (3.5), вторая (3.4), (3.6), внутри которых наблюдается удовлетворительное согласование результатов расчета. Однако отдельные отклонения (особенно по δ_τ) достигают 20 %, несмотря на то, что область возможных изменений критерия Re_k в нашем примере не выходит за пределы применимости ни одного из четырех сопоставляемых соотношений для C_D . При более высоких

критериях Re_k (для $D = 1$ мм) результаты согласуются несколько лучше по всем источникам, однако и здесь возможные отклонения (к примеру по δ_R) достигают 10 %.

Влияние основных факторов на коэффициент сопротивления рассмотрено применительно к твердым частицам и лишь в определенной области чисел Рейнольдса приведенные соотношения и физические особенности движения остаются справедливыми для жидких капель. Основное отличие состоит в том, что на поверхности жидкой частицы, двигающейся в газовой среде (или увлекаемой этой средой) создается распределение давлений, вызывающее деформацию капли.

На основании анализа результатов экспериментальных исследований Дженкинса, Джонсона и Брайда Лышевским [53] установлено, что правомерность рассмотрения капель как твердых недеформируемых сфер определяется неравенством $Re_k \leq 4,55A^{0,21}$ (3.8), где $A = \sigma^3 \rho_r / \mu_r^4 (\rho_k - \rho_r) g$. В области $Re_k > 4,55A^{0,21}$ Лышевским предложено аппроксимирующее соотношение для расчета коэффициента сопротивления $C_D = 0,73 Re_k^{1,4} A^{-0,4}$ (3.9). Результаты, противоречащие выводам Лышевского, обнаружены в опытах Волгина и Югая, зафиксировавших резкое уменьшение коэффициента сопротивления с ростом Re_k . При исследовании движения капель размером $D_k = (2...4) \cdot 10^{-3}$ м они получили уменьшение C_D от 0,2 (при $Re_k = 10^3$) до 0,045 (при $Re_k = 3 \cdot 10^3$). В то же время по формуле (3.9) при $Re_k = 3 \cdot 10^3$ и $A = 2 \cdot 10^{11}$ $C_D = 1,55$, т. е. в 30 с лишним раз большее. Такое уменьшение C_D объясняется интенсивной циркуляцией жидкости в крупных каплях. При уменьшении размеров капель интенсивность циркуляции резко снижается и значение C_D приближается к значениям, полученным для твердых сферических частиц.

Исследованиями Волынского [62] установлена возможность учета влияния деформации капли на коэффициент сопротивления введением в качестве сомножителя к C_D коэффициента деформации $\Psi(D)$.

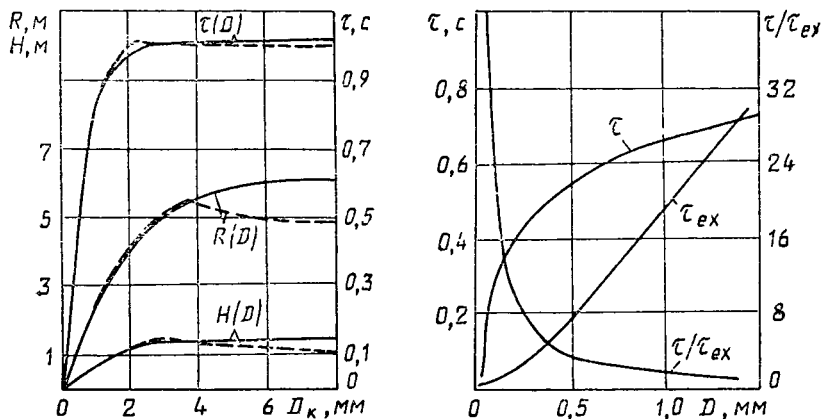
Полученные в указанной работе экспериментальные результаты хорошо аппроксимируются (при $7 \cdot 10^2 \leq Re_k \leq 18 \cdot 10^2$) выражением

$$\Psi(D) = \exp(0,03 We^{1,5}), \quad (3.10)$$

где $We = \rho_r (W_r - W_k)^2 D_k \sigma^{-1}$ — критерий Вебера—Волынского. Высказывается предположение, что и в другом диапазоне изменения числа Рейнольдса его влияние на коэффициент $\Psi(D)$ не будет существенным. Расчеты выполнены нами при $W_r = 0$, $W_{k0} = 10$ м/с, стартовом угле $\gamma = 40^\circ$ в условиях атмосферного давления при температуре газа 20°C (рис. 3.1). В уравнении (3.1) коэффициент C_D принимался по формуле (3.3) в сочетании с $\Psi(D)$ по (3.10). Этому случаю соответствуют величины $R(D)$, $h(D)$, $\tau(D)$, показанные сложными линиями. Те же зависимости, построенные при расчете с использованием (3.9) (по Лышевскому), нанесены пунктирными линиями. В области $D < 1$ мм результаты расчетов хорошо совпадают. Это

объясняется лишь тем, что здесь при малых числах Вебера деформацией капли можно практически пренебречь. В области $D > 4$ мм имеет место существенное различие (особенно для $R(D)$). При этом уменьшение величины R в указанной области по мере увеличения D противоречит фактам, наблюдаемым в эксперименте.

В связи с этим траекторные расчеты с учетом деформации капель следует производить по рекомендации Воынского, поскольку, как уже отмечалось, связь $\Psi(D) = f(We)$, по мнению автора работы [62], не зависит от уровня критерия Рейнольдса.



3.1. Влияние деформации капель на их кинематические характеристики

3.2. Зависимость времени полета капли τ , постоянного времени τ_e и отношения τ/τ_e от диаметра капли при $W_{k0} = 8,9$ м/с, $\gamma = 45$

Рассмотрим теперь влияние выбора величин, связанных с процедурой интегрирования уравнения (3.1). Для решения кинематических задач применительно к трехмерному характеру движения капель уравнение (3.1) удобно представить в проекциях на оси координат

$$\begin{aligned} W_{kx} &= au_x(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}; \\ W_{ky} &= -au_y(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2} - g; \\ W_{kz} &= -au_z(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

где $a = C_D \Psi(D) \rho_f / 2m$. При этом координатные оси выбраны таким образом, что ось x направлена горизонтально, ось y — вдоль вектора g , вертикально вверх и ось z — горизонтально, по нормали к оси x .

Поскольку уравнение (3.11) представляет собой связанную систему дифференциальных уравнений первого порядка, решение возможно лишь численными методами. Учитывая требования к точности решения и компенсацию накапливаемых ошибок округления, предпочте-

ние следует отдать модификации Гилла классического метода Рунге—Кутта.

В результате решения системы (3.11) для каждого интервала размеров капель, на которые разбита непрерывная функция распределения $v(D)$, определяются локальные значения проекций скоростей капель в любой момент времени

$$\begin{aligned}(W_{kx})_{i,j} &= (u_x)_{i,j} + (W_{vx})_j; \quad (W_{ky})_{i,j} = (u_y)_{i,j} + (W_{vy})_j; \\ (W_{kz})_{i,j} &= (u_z)_{i,j} + (W_{vz})_j.\end{aligned}\quad (3.12)$$

Здесь индексы i, j — номера интервалов разбиения функции распределения $v(D)$ и времени полета капли. Используя очевидные соотношения $W_{kx} = dx/d\tau$; $W_{ky} = dy/d\tau$; $W_{kz} = dz/d\tau$, определяем координаты капли любого размера в данный момент времени

$$\begin{aligned}x_{i,j} &= (W_{kx})_{i,j} \Delta\tau + x_{i,(j-1)}; \quad y_{i,j} = (W_{ky})_{i,j} \Delta\tau + y_{i,(j-1)}; \\ z_{i,j} &= (W_{kz})_{i,j} \Delta\tau + z_{i,(j-1)}.\end{aligned}\quad (3.13)$$

При траекторных расчетах движения капель встречается ряд трудностей. Одна из них связана с тем, что решение $W_k(\tau)$ уравнения движения капель имеет вид убывающей экспоненты. При этом известно, что устойчивое дифференциальное уравнение, имеющее такое решение, становится жестким, если постоянная времени τ_e (т. е. время, необходимое для уменьшения W_k в e раз) мала по сравнению с длиной интервала времени τ , на котором разыскивается решение.

Чем меньше диаметр капли, тем меньше становится и значение τ_e . В этой ситуации может оказаться, что $\tau_e < \tau$, т. е. уравнение движения таких капель становится неустойчивым. Согласно рис. 3.2 при $D < 0,2$ мм время полета капли в десятки раз превышает постоянную времени. Именно в этой области большое значение приобретает выбор длины шага интегрирования $\Delta\tau$. При неудачном выборе значения $\Delta\tau$ решение может давать совершенно ошибочные результаты или вовсе приводить к срыву устойчивости.

В результате расчетов установлено расхождение в процентах между значениями дальнобойности капель $R(D)$, рассчитанными при различных значениях $\Delta\tau$. Ошибка δ вычислялась относительно $R_0(D)$ дальнобойности, рассчитанной при оптимальном значении $\Delta\tau_{\text{опт}}$. В исследованном диапазоне диаметров ($0,2 \leq D \leq 7,3$) мм $\Delta\tau_{\text{опт}} = 10^{-3}$ с. Дальнейшее снижение значения $\Delta\tau$ не приводит к существенному уточнению $R(D)$. Так, при $D_k \geq 0,19$ мм дальнобойность R , вычисленная с шагом $\Delta\tau = 5 \cdot 10^{-4}$ с отличается от $R_{\text{опт}}$ не более чем на 0,5 %. Рассчитанная с шагом $\Delta\tau = 5 \cdot 10^{-2}$ с дальнобойность R для малых диаметров капель отличается от действительных значений почти на 50 %, а интегрирование с выбором еще более крупного шага $\Delta\tau$ приводит к срыву решения.

Вычисления показали, что при использовании метода Рунге—Кутта срыв наступает, как правило, при $\tau \geq 10\tau_e$ и $\Delta\tau \geq \tau/45$. Первое условие соответствует области капель $D_k < 0,25$ мм.

Учитывая необходимость сокращения машинного времени счета на ЭВМ, предпочтение, как уже отмечалось, было отдано модификации Гилла классического метода Рунге—Кутты. Это позволяет сделать второе условие менее жестким, поскольку в этом случае срыв решения наступает при $\Delta t \geq \tau/5$. Однако для обеспечения требуемой точности решения во всех последующих траекторных расчетах принималось условие $\Delta t \leq \tau/100$.

Решение практически всех задач кинематики, тепло- и массообмена применительно к потоку полидисперсной совокупности капель, заданной соответствующей функцией распределения, связано с необходимостью дискретизации этой функции на отдельные интервалы ΔD , внутри которых капли принимаются одинаковыми и равными среднему их значению D_i на данном интервале. В связи с этим одной из частных задач реализации математической модели процесса движения капель является обоснованный выбор числа интервалов m разбиения функции распределения.

Очевидно, что в качестве «теста» правомерности указанного выбора следует использовать такую физическую величину, связанную с кинематикой капель, которая в основном определяется полнотой информации о действительном дисперсном составе. В качестве такой величины целесообразно избрать изменение локальной плотности орошения g в подфакельном пространстве при работе разбрызгивателя по схеме снизу — вверх. Далее в различной постановке неоднократно будет использоваться методика расчета распределения локальных плотностей орошения, поэтому кратко изложим ее суть. Величина g представляет собой объем (или массу) жидкости, приходящуюся на единицу поверхности подфакельного пространства в единицу времени. Она может быть найдена расчетом траекторий капель всех интервалов размеров, на которые разбита заданная функция распределения $v(D)$.

В случае трехмерной модели факела величина g является функцией координат x, y , поэтому все подфакельное пространство разбивается сеткой на равновеликие ячейки размером $\Delta x \times \Delta y$. Капля считается попавшей в данную ячейку при условии

$$x_k \leq R_{xi} \leq (x_k + \Delta x); y_L \leq R_{yi} \leq (y_L + \Delta y), \quad (3.14)$$

где R_{xi}, R_{yi} — проекция дальности R капли i -го разряда на оси x, y соответственно; k — номер интервала разбиения координаты x на отрезки Δx ; L — номер интервала разбиения координаты y на отрезки Δy .

Так как в общем случае $v(D) = \frac{1}{V} \frac{dV}{dD}$, дифференциальный объемный расход капель, лежащих в интервале диаметров ΔD ,

$$V_i = V_0 \int_{D_i - \Delta D/2}^{D_i + \Delta D/2} v(D) dD. \quad (3.15)$$

С учетом условий (3.14) получим искомое значение локальной плотности орошения

$$g_{k,L} = \sum_{i=1}^m V_i / \Delta x \Delta y, \quad (3.16)$$

где $i = 1, 2, 3, \dots, m$; $k = 1, 2, 3, \dots, k_{\max}$; $L = 1, 2, 3, \dots, L_{\max}$. В частном случае двумерной модели, когда распределение отыскивается лишь, например, вдоль оси x , методика вычислений заключается в следующем. Массив значений $V_i = f(R_{xi})$ перестраивается в порядке возрастания аргумента с целью получения зависимости

$$J = \sum_{i=1}^m V_i = f(R_{x,i}), \quad (3.17)$$

где J — так называемый интегральный расход. Далее весь интервал значений R_{xi} от R_{\min} до R_{\max} разбивается на равновеликие отрезки $\Delta x = (R_{\max} - R_{\min}) / k_{\max}$, и для найденных значений x_k ($k = 1, k_{\max} + 1$) интерполяцией определяются соответствующие значения интегрального расхода J_k . Локальная плотность орошения

$$g = (J_{k+1} - J_k) / \pi (x_{k+1}^2 - x_k^2). \quad (3.18)$$

Таким образом, весь объем жидкости от I_{k+1} до I_k выпадает на кольцевую поверхность, ограниченную радиусами от x_k до x_{k+1} , т. е. решается центрально-симметричная задача.

Вернемся теперь к определению влияния числа интервалов разбиения функции $v(D)$. С этой целью при стартовом угле $\gamma = 45^\circ$, начальной скорости капле $W_{k0} = 8$ м/с и параметре распределения α функции $v(D)$, равном 1,4 1/мм, в соответствии с приведенной методикой рассчитано распределение локальной плотности орошения $g(R)$, где $R = x_k + 0,5(x_{k+1} - x_k)$. Результаты расчетов, выполненных при числе интервалов разбиения m , равном 10, 20, 50, 80, 100, показали следующее: при $m = 10$ значения $g(R)$ носят случайный характер, что противоречит рекомендациям Портера и Чена [61], считающими вполне приемлемой такую дискретизацию функции распределения. Уже при $m = 20$ результат заметно улучшается, однако лишь в случае $m = 80$ дальнейшее увеличение числа интервалов не приводит к заметному изменению зависимости $g(R)$.

При интегрировании уравнения (3.1) обычно необходимо использовать в качестве начальных условий ряд величин, в частности диаметр капли D_k , модуль ее стартовой скорости W_{k0} и угол γ между выбранным направлением координатной оси и вектором W_{k0} . Так как все три величины либо определяются непосредственно из эксперимента, либо вычисляются на основании неких эмпирических соотношений, представляется целесообразным выяснить, к каким погрешностям при расчете таких траекторных характеристик, как дальность полета капли R_k , высота ее подъема h_k и время пребывания τ_k , могут приве-

сти к неточности в измерении $W_{к0}$, γ , D_k . При этом под τ_k будем понимать время от момента старта капли до пересечения ее траектории с горизонтальной плоскостью, проходящей через устье форсунки.

Для этого в качестве условно «точных» значений назначались величины $W_{к0} = 10$ м/с, $\gamma = 40^\circ$, $D_k = 1$ мм. Задавая возможную погрешность в определении $W_{к0}$, γ , D_k (обозначим их соответственно δ_W , δ_γ , δ_D) и решая уравнение (3.1), находим погрешности в определении R_k , h_k , τ , которые обозначим δ_R , δ_h , δ_τ соответственно.

Согласно результатам расчетов (рис. 3.3) наиболее «чувствительна» к погрешностям при задании начальных условий высота подъема капли h_k . Так, ошибкам δ_γ , δ_D , δ_W , например, равным 15 %, соответствуют погрешности δ_h , равные 18, 13, 17 %. Кроме того, видно, что наибольшие требования к точности задания следует предъявлять к стартовому углу γ , оказывающему максимальное влияние на точность расчета траекторных характеристик капли.

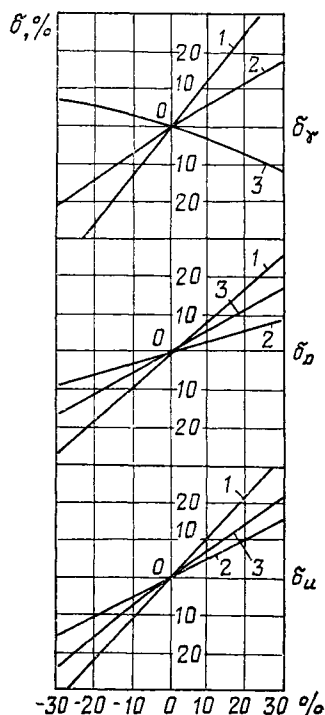
Для обеспечения большей надежности результатов траекторных расчетов нами разработаны методы измерения стартовой скорости и направления движения капельной влаги, описание которых дается в подразд. 3.2, 3.3.

Рассмотренные в этом подразделе три группы величин, влияющих на достоверность определения кинематических характеристик капельного потока, можно отнести к числу, так сказать, обязательных элементов расчетной схемы. В зависимости от конкретных условий работы контактного аппарата возникает необходимость в изучении дополнительных физических процессов

и факторов, методика учета которых также определяет достоверность математической модели. В связи с этим рассмотрим влияние таких процессов, как эжектирующий эффект капель и рассеивание их в прикорневой зоне факела, на интегральные кинематические характеристики.

3.2. ИЗМЕРЕНИЕ СТАРТОВОЙ СКОРОСТИ КАПЕЛЬ

При расчете кинематических характеристик дисперсной среды, продуцируемой центробежными или струйными форсунками, одним из основных допущений обычно принимается предположение о том,



3.3. Погрешности при определении кинематических характеристик:

1 — δ_h , %; 2 — δ_τ ; 3 — δ_R

что стартовые скорости капель равны скорости среды на выходе из форсунки, а траектория их движения начинается непосредственно на выходе из сопла. Однако многочисленные фотографии и инструментально-визуальные наблюдения свидетельствуют о том, что для крупнорасходных центробежных форсунок с диаметром сопла 25...50 мм (при перепаде давления $\Delta p = 0,04...0,1$ МПа), применяющихся в брызгальных бассейнах и градирнях ТЭС и АЭС, длина нераспавшейся части струи жидкости в факеле достигает от 300 до 400 мм. Таким образом, фактические координаты старта капель существенно отличаются от предполагаемых в соответствии с указанным допущением.

Следовательно, при решении дифференциального уравнения движения капли задание необходимых начальных условий требует учета отмеченных особенностей. Кроме экспериментально определенной длины нераспавшейся части факела L_n , необходимо иметь информацию о действительной стартовой скорости капель в сечении, удаленном от среза сопла на расстояние L_n .

Известно достаточно большое количество исследований, посвященных экспериментальному определению скорости капель, обзор которых выполнен в работе [51]. В связи с развитием лазерной анемометрии и дальнейшим совершенствованием оптических методов, основанных на голографии, фото- и кинотехнике, а также на методах спектрального анализа, возможности экспериментального исследования кинематики капель заметно расширились.

Однако практически для всех известных методов свойственна либо их узкая применимость при сравнительно простой и доступной аппаратурой реализации, либо определенная универсальность при высокой сложности и стоимости используемых средств.

Ранее разработанное нами устройство [4] для измерения скорости потока частиц представляло собой два соосных вращающихся диска, жестко фиксированных на одном валу и имеющих отверстия, расположенные на одном и том же радиусе. Во втором диске по ходу движения дисперсной среды, направленной по нормали к плоскости диска, отверстие смещено по окружности относительно отверстия в первом диске в сторону, противоположную направлению вращения. При стационарном режиме работы форсунки частота вращения вала устанавливалась такой, чтобы детектор капель, размещенный за вторым диском и выполненный в виде двух соосных электродов, фиксировал максимум частоты замыканий каплями межэлектродного зазора. При известной частоте вращения вала, расстоянии между дисками и известном угле смещения отверстий легко определяется скорость капель.

Метод оказался достаточно простым и эффективным применительно к малогабаритным факелам тонкодиспергирующих распылителей и неприменимым при исследовании грубодисперсных распылов форсунок большой производительности.

К отдельному классу способов измерения скорости среды относится так называемый времяпролетный метод, или метод меток. Суть

его состоит в том, что в определенной точке потока наносится некоторое возмущение механического, химического или магнитного характера и с помощью соответствующих датчиков, расположенных на заданном расстоянии друг от друга вдоль исследуемого потока, фиксируется время, в течение которого «метка» (соответствующей физической природы) проходит расстояние между датчиками. Таким образом, представляется возможным установить среднюю скорость течения на выделенном участке потока.

Основная техническая задача при реализации метода, решением которой в основном определяется степень точности результатов измерения, заключается в обеспечении требуемой степени крутизны переднего фронта «метки», которая в общем случае в той или иной мере оказывается размытой.

Опробованные способы нанесения «меток» путем импульсного введения в качестве трассера соляной кислоты или другого реактива, электропроводность которого на несколько порядков выше электропроводности распыливаемой воды, не привели к требуемой достоверности определения скорости из-за интенсивного размывания «метки» и связанной с этим неоднозначности момента прохождения максимума сигнала через первый и второй датчики. Увеличение количества трассера, подаваемого в единицу времени, приводило к непропорционально малому приращению точности измерения.

Анализ известных методов показал, что для исследования кинематики капель в зоне распада пленки и прилегающей к ней области движения капельной среды целесообразно использовать принцип время-пролетного метода в некоторой новой его модификации. При этом наиболее перспективным оказалось соответствующим образом организованное нанесение механических меток.

Для этого в исследуемом потоке капель с помощью крыльчатки, вращающейся в плоскости, перпендикулярной к направлению движения дисперсной среды, осуществляются периодические разрывы. В стробоскопическом освещении, частота световых вспышек которого равна частоте образования разрывов, можно «остановить» перемещение последних и измерить расстояние L_i между их соответствующими границами. При известной частоте вращения крыльчатки легко определить время между сходственным моментом образования двух последовательных разрывов, что при измеренной величине L_i позволяет вычислить среднюю скорость движения среды.

В устройстве для измерения скорости потока (рис. 3.4) с помощью указателя в виде металлической стрелки 13 выделено некоторое сечение капельного потока, в плоскости которого, нормальной к направлению течения, с заданной частотой ω вращается крыльчатка 2, линия передних кромок которой проходит через ось вращения. При этом все точки передней кромки одновременно пересекают линию, соединяющую острие стрелки с осью вращения, что обеспечивает однозначность исходной границы отсчета AB . Так как область имеет некото-

рую конечную ширину, то при вращении крыльчатки в капельном потоке образуются разрывы, оптические свойства которых существенно отличаются от свойств основной капельной среды.

Пусть при стробоскопическом освещении с частотой, равной частоте вращения ω , можно «остановить» крыльчатку в таком положении, когда передняя кромка лопасти образует, как показано на рис. 3.4, угол β с линией исходной границы отсчета AB . Тогда очевидно, что время, необходимое для перемещения передней кромки лопасти на угол β в сторону вращения, равно $\tau_1 = \beta/360\omega$ (3.19). За этот промежуток времени элемент капельного потока, отсеченный на границе отсчета AB , переместится на расстояние L_1 , измерив которое, получим среднюю скорость среды

$$W_1 = L_1 360 \omega / \beta. \quad (3.20)$$

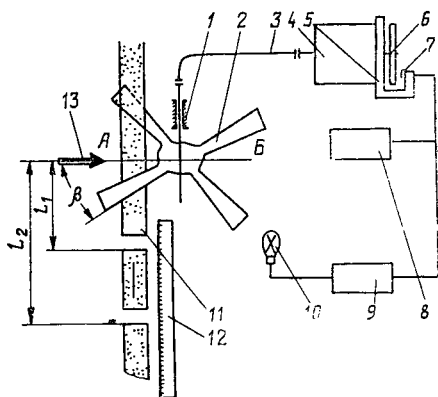
При стробоскопическом освещении движущейся капельной среды, в которой механические метки образованы вращающейся крыльчаткой, имеющей n лопастей, наблюдается несколько участков разрыва, которые, в отличие от основного потока блестящих в импульсном освещении капель, имеют вид темных полос.

При этом первая такая полоса образуется от передней кромки первой лопасти, вторая — от второй лопасти по направлению ее вращения и т. д. При равных углах между передними кромками смежных лопастей время $\Delta\tau$, затрачиваемое для поворота на этот угол, будет равно $1/n\omega$. Поэтому если вторая темная полоса удалена, как показано на рис. 3.4, на расстояние L , то время, в течение которого отсеченный элемент переместится на это расстояние, $\tau_2 = \tau_1 + \Delta\tau$. Очевидно, если i -тая полоса будет удалена на расстояние L_i , то время, соответствующее этому перемещению,

$$\tau_i = \tau_1 + (i - 1) \Delta\tau = \beta/360\omega + \frac{i-1}{n\omega}. \quad (3.21)$$

Таким образом, зная расстояние L_1, L_2, \dots, L_i и время $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_i$, можно определить средние скорости капельной среды на этих участках.

Из выражения (3.21) видно, что при проведении эксперимента величину τ_i , а следовательно, и L_i можно изменять варьированием трех независимых величин β, ω, n . Кроме того, если частоту вспышки лампы стробоскопа изменять так, чтобы она оставалась кратной час-



3.4. Схема для измерения скорости дисперсного потока и образования механических меток

тоте вращения ω , появляется и четвертая величина, определяющая значения τ_i , L_i . Такая возможность многофакторного воздействия на условия проведения опытов позволяет достаточно подробно, через малые отрезки длины, исследовать изменение скорости капли.

На рис. 3.4 показана также принципиальная схема реализации метода применительно к движению капель в факеле центробежной форсунки. Крыльчатка 2, вращение оси которой в подшипнике 1 осуществляется электродвигателем 4 через гибкий вал 3, устанавливается так, чтобы лопасти ее пересекали некую исследуемую капельную струйку 11. На валу электродвигателя диск 6 с одним или несколькими отверстиями позволяет с помощью фотодатчика 7 подать сигнал на вход синхронизации стробоскопа 8 и на вход частотомера 9, измеряющего частоту вращения крыльчатки ω . Синхронизация частоты вращения электродвигателя с частотой вспышек лампы стробоскопа 10 исключает в процессе проведения опытов необходимость в постоянной подстройке частоты вспышек к частоте вращения, которая в общем случае может испытывать некий «дрейф» во времени.

После того как в стробоскопическом освещении лопасти крыльчатки займут некоторое «фиксированное» пространственное положение, вращением лимба 5 с фотодатчиком 7 вокруг оси электродвигателя производится смещение начала световых вспышек относительно момента пересечения передней кромкой лопасти крыльчатки исходной границы отсчета AB . Указанным поворотом фотодатчика можно совместить линию передней кромки крыльчатки с линией AB и тем самым зафиксировать ноль отсчета по лимбу 5. Установив положение нуля и задав поворотом фотодатчика различные значения угла β (в сторону вращения, т. е. производя смещение по фазе, и в противоположную сторону), можно варьировать значения τ_i и соответствующие им значения L_i . Для более четкого визуального определения границ разрывов необходимо, чтобы свет от лампы 10 проходил через узкую щель, параллельную направлению капельной струйки. Стрелка 13 выполняет уже известную функцию, а линейкой 12 определяются соответствующие длины отрезка L_i .

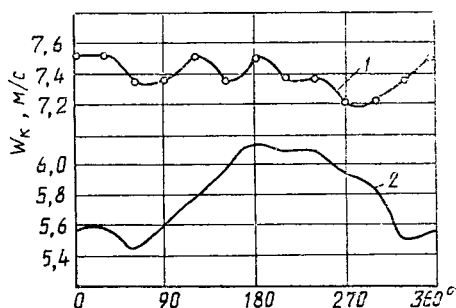
В целях оценки степени достоверности измерений, выполненных указанным методом, были проведены опыты по определению скорости сплошной струи воды при истечении ее из цилиндрического насадка. Скорости, найденные из уравнения неразрывности при экспериментально измеренном весовым способом расходе жидкости, выполняли роль контрольных. Опыты показали вполне удовлетворительное согласование результатов. Максимальная погрешность не превышала 5 %.

Исходной информацией для последующего вычисления скорости капель является график зависимости $L_i(\tau)$. Скорость определялась или как тангенс угла наклона прямой, когда на рассматриваемой длине факела скорость практически постоянна, или как $dL_i/d\tau_i$ на отдельных участках криволинейной зависимости $L_i(\tau)$.

В качестве иллюстрации измерений, полученных с помощью метода механических «меток», на том же рисунке кривой 3 показаны результаты определения средней по окружности факела стартовой скорости капель, продуцируемых эвольвентной форсункой с диаметром сопла 25 мм. На рис. 3.5 представлено изменение результирующей W_0 (кривая 1) и осевой составляющей скорости капель (кривая 2) по окружности факела той же форсунки при $\Delta p = 0,039$ МПа. Осевая составляющая скорости вычислялась по измеренным локальным значениям W_0 и корневому углу раскрытия факела γ .

Возможность локального измерения скорости W_0 представляет также интерес при математическом моделировании процесса тепло- и массообмена факела, когда для обеспечения требуемой точности расчета целесообразно использовать не усредненные значения для всего потока капель, а вести расчет для каждого из секторов, на которые условно разбивается весь факел.

С нашей точки зрения разработаный метод определения стартовой скорости капель открывает дополнительные возможности для оценки гидравлического совершенства центробежных распылителей.



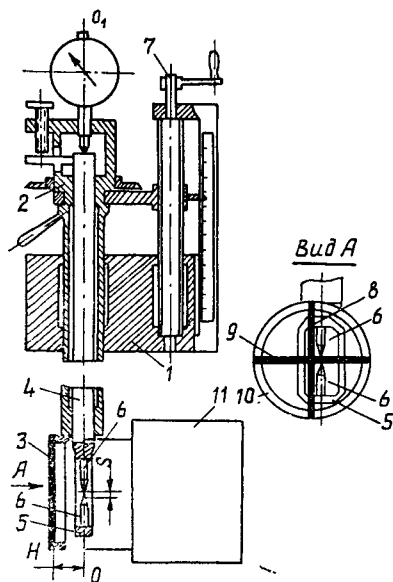
3.5. Изменение скорости капель по окружности факела

3.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬНОЙ СРЕДЫ

При исследовании кинематической структуры капельных потоков, различно ориентированных в контактных теплообменных аппаратах по отношению к потоку газа, возникает необходимость в определении направления движения капель, обусловленного указанным взаимодействием теплоносителей. В ряде случаев с помощью соответствующим образом сконструированных средств измерения можно обеспечить наиболее рациональное размещение распылителей, исключающее большие забросы капельной среды на стенки аппарата, создать наиболее равномерное распределение концентрации жидкого компонента в поперечном сечении и вдоль оси теплообменника, проанализировать причины повышенного уноса капель и т. д. Существенной эта задача является и при исследовании проточной части влажнопаровых турбин АЭС, где направление потока капель определяет потери энергии, связанные с влажностью пара, а также интенсивность эрозионного износа облопачивания.

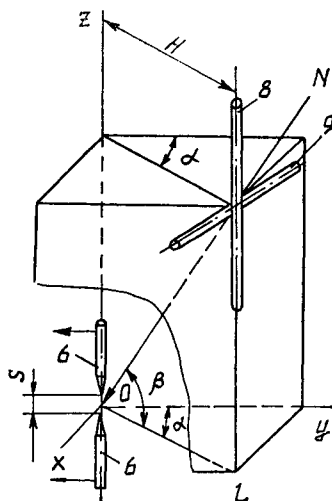
Известные способы измерений базируются в основном на принципе максимума расхода капель, отбираемых специальным зондом, при-

емный патрубок которого может дистанционно ориентироваться в пространстве. Однако необходимость в отборе проб, выводе отобранной среды за пределы аппарата и сравнительно большой диаметр отборной трубки (для предотвращения забивания ее каплями) не только усложняют эксплуатацию прибора, но и не обеспечивают необходимой точности измерений.



3.6. Прибор для определения направления движения капель

3.7. Схема измерения направления движения капель



В процессе отработки счетно-импульсного метода измерения размеров капель при исследовании влияния угла натекания капель на электроды зонда возникла идея реконструкции, позволяющая решить поставленную задачу [3].

Принцип действия прибора состоит в следующем. Для определения направления движения капель электропроводной жидкости в трехмерном потоке устройство снабжено закрепленным перед межэлектродным зазором (параллельно продольной оси электродержателей) аэродинамическим экраном, способным перемещаться вокруг электродержателей вдоль этой оси без изменения зазора между электродами. При этом аэродинамический экран выполняется в виде двух пересекающихся под прямым углом стержней, закрепленных в плоскости специального кольца.

В корпусе 1 (рис. 3.6) смонтированы механизм 2 перемещения аэродинамического экрана 3, выполненный в виде трубы с жестко

закрепленным на ее нижнем конце аэродинамическим экраном, а на верхнем конце — рукояткой и лимбом. Механизм 4 перемещения рамки электродержателей 6 представляет собой стержень с рычагом, регулируемым винтом и индикатором часового типа. Кроме того, имеется механизм 7 ввода подвижной части устройства в исследуемое пространство. Роль аэродинамического экрана выполняют стержни 8 и 9, закрепленные в кольце 10. При этом аэродинамический экран 3 установлен на расстоянии H от межэлектродного зазора S , причем так, чтобы один из его стержней был параллелен оси 00_1 , а второй перпендикулярен к ней.

Одно относительно друг друга электродержатели расположены соосно линии 00_1 и закреплены в плоскости рамки 5. Счетчик электрических импульсов 11 связан с электродержателями, что позволяет регистрировать частоту замыкания каплями зазора между электродами.

Для измерения направления движения капель подвижную рамку прибора 5 и аэродинамический экран 3 перемещают в исследуемое пространство механизмом 7, а необходимое положение рамки устанавливают регулировочным винтом механизма 4. В зависимости от дисперсного состава капельного потока задается постоянный (в течение конкретного измерения) зазор между электродами S .

Более наглядно работу прибора можно пояснить с помощью схемы измерения (рис. 3.7). Пусть межэлектродный зазор находится в точке начала координат системы xuz , а направление движения капель соответствует вектору N , проходящему через начало координат. Направление вектора N может быть найдено, когда известны угол α между его проекцией на плоскость xOy и осью Oy , а также угол β между указанной проекцией и вектором N . Механизмом 2 (см. рис. 3.6) перемещения экрана устанавливают кольцо 10 так, чтобы параллельный оси y стержень 8 оказался на пути движения капли, при этом электронный счетчик 11 регистрирует уменьшение количества замыканий. Очевидно, что наименьшее количество замыканий соответствует тому положению, когда стержень 8 пересекает направление вектора N , что и позволяет определить угол α по лимбу механизма 2. После этого стержень 8 смещают с направления N и механизмом 4 перемещения рамки 5 передвигают его вдоль 00_1 до момента начала регистрации счетчиком 11 минимального количества замыканий. Последнее соответствует пересечению вектора со стержнем 9 и межэлектродным зазором. По индикатору механизма 4 определяют смещение z зазора S относительно стержня 9.

Зная смещение z и расстояние H от стержня 9 до оси 00_1 , находят угол β из соотношения $z = H \operatorname{tg} \beta$. Таким образом представляется возможным установить пространственную ориентацию капельного потока в соответствующей точке объема исследуемого аппарата.

Выполненные оценки точности работы прибора дают основание считать, что максимальная ошибка в определении направления движения капель не превосходит одного градуса.

3.4. ВЛИЯНИЕ РАССЕИВАНИЯ КАПЕЛЬ В ФАКЕЛЕ НА КИНЕМАТИКУ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ

Как было уже отмечено в подразд. 3.1, капли жидкости по мере удаления от сопла форсунки подвергаются заметному рассеиванию относительно траектории упорядоченного движения. Анализ наблюдений, выполненных нами при стробоскопическом освещении, позволил установить, что указанный процесс в основном обусловлен случайными отклонениями в начальных условиях движения капель.

Так, по окружности факела распад пленки жидкости на капли происходит на различных расстояниях от среза сопла, что определяет различие в значении и направлении стартовых скоростей. К тому же результату приводит неравномерность распределения расходов жидкости по окружности факела центробежной форсунки, а также практически всегда имеющиеся механические неоднородности поверхности сопла. Влияние турбулентной диффузии капель на процесс рассеивания не является определяющим [62].

При дальнейшем движении капель в факеле происходит их интенсивное рассеивание за счет аэродинамической сепарации, обусловленной различной интенсивностью торможения (или увлечения) капель. Однако этот фактор, влияющий на процесс рассеивания, если известны начальные условия движения в прикорневой зоне факела, легко учитывается при решении уравнений движения капель. В связи с этим целесообразна разработка такой математической модели, которая, включая некоторые данные, полученные экспериментально, позволяла бы вычислять основные кинематические характеристики дисперсной среды в факеле с учетом процесса рассеивания капель относительно траектории их упорядоченного коллективного движения в прикорневой зоне.

Здесь не случайно используется определение «коллективное движение», так как известное решение задачи о рассеивании капель [62] базировалось на рассмотрении этого процесса для одного и того же диаметра капли относительно траектории ее упорядоченного движения.

В соответствии с этой методикой весь спектр капель разбивали на группы с некоторым средним диаметром в интервале каждой группы. С помощью уравнения движения определяли траекторию упорядоченного движения капли, а рассеивание их относительно этой траектории задавали нормальным законом распределения Гаусса. Далее, зная функцию распределения капель по размерам и производительность распылителя, удельный расход жидкой фазы в каждой точке факела представляем как сумму удельных расходов жидкости тех капель спектра, которые попадают в данную точку.

Недостаток этой методики, по мнению автора, состоит в том что при определении траектории отдельных капель, относительно которых происходит рассеивание, допускалось, что вся жидкость из центробежной форсунки выходит под некоторым одним и тем же углом,

т. е. прикорневое рассеивание диспергируемой среды якобы отсутствует.

Более точные результаты траекторных расчетов можно получить, используя информацию об углах раскрытия и о функции распределения локальных расходов жидкости в поперечном сечении прикорневой части факела, полученной в эксперименте.

Центрбежная форсунка (рис. 3.8) работает по схеме снизу — вверх. Линия упорядоченного движения капель $00'$ проходит через геометрическое место точек, соответствующих максимальным локальным плотностям орошения $g_{\max}(y)$. Углы раскрытия конуса $\gamma_1/2$, $\gamma_2/2$, а также длина нераспавшейся части факела $00' = L_n$ принимались равными экспериментальным значениям.

Многочисленные опыты показали, что распределение локальных плотностей орошения в произвольном сечении прикорневой зоны факела можно представить в виде нормального закона Гаусса

$$g(x_j, y_i) = g_{\max}(y_i) \times \exp(-0,5x_j^2/x_{\max}^2\sigma_x^2), \quad (3.22)$$

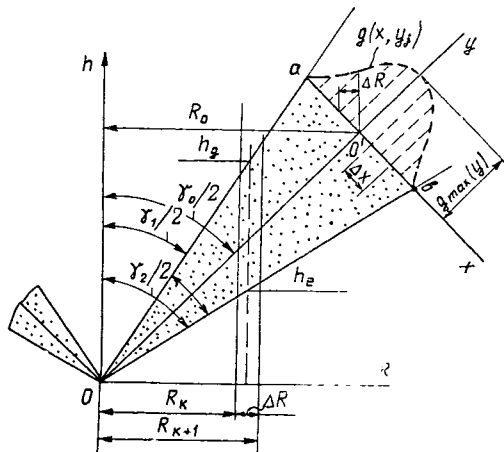
где $x_{\max} \neq y_i \operatorname{tg} \beta_0/2$; σ_x — параметр распределения, устанавливаемый, как и $g_{\max}(y_i)$, из эксперимента; $\beta_0 = (\gamma_2 - \gamma_1)/4$. Отрезок $ab = 2x_{\max}$ разбивается на нечетное число одинаковых интервалов Δx , на протяжении каждого из которых плотность орошения g_i принимается постоянной, равной ее значению в середине интервала, имеющего координаты $\pm x_j$. При нечетном числе j линия упорядоченного движения капель проходит через середину нулевого интервала разбиения, т. е. номер интервала j может принимать положительные и отрицательные значения и изменяется в пределах $-(n-1) \leq j \leq (n-1)$. Следовательно координата $x_j = \pm j\Delta x$.

Расход жидкости, проходящий через сечение, которое соответствует j -му интервалу, определим из уравнения

$$M_j = \rho_{\text{ж}} f_j g(x_j y_i), \quad (3.23)$$

в котором f_j — площадь кольцевой поверхности, соответствующая j -му интервалу и вычисленная в виде

$$f_j = 2\pi R_j \Delta x, \quad (3.24)$$



3.8. Продольное сечение факела

где R_j — радиус центра j -го интервала. Согласно рис. 3.8 величина R_j может быть выражена через радиус R_0 , на котором находится центр нулевого интервала, т. е. $R_j = R_0 + j\Delta R$, тогда

$$R_0 = L_n \sin \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{4} \right); \quad (3.25)$$

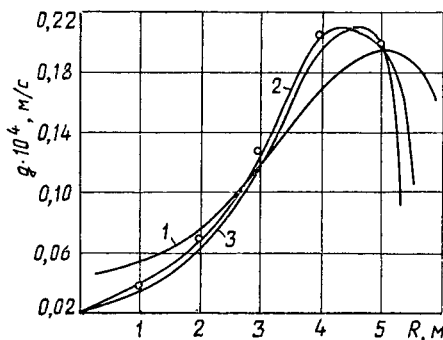
$$\Delta R = \frac{L_n}{n \cos \beta/2} (\sin \gamma_2/2 - \sin \gamma_1/2); \quad (3.26)$$

$$\Delta x = n^{-1} 2L_n \operatorname{tg} \left(\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{4} \right). \quad (3.27)$$

Используя (3.25) — (3.26) в (3.24), получаем

$$f_j = \frac{4\pi}{n} L_n^2 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \sin \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{4} \right) \left[1 + \frac{2j}{n} \operatorname{tg} \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{4} \right) \right]. \quad (3.28)$$

Будем считать, что капли, проходящие через j -й интервал, имеют стартовый угол $\gamma_{j/2}$, образованный вертикалью и линией, проходящей через точку 0 и центр j -го интервала. Учитывая достаточно большую



3.9. Результаты расчета распределения локальной плотности орошения по радиусу R :

1 — вся жидкость покидает форсунку под углом γ_0 ; 2 — реальное распределение $g(x, y)$; 3 — распределение локальных расходов по углу β_0 равномерное

протяженность L_n , полагаем что угол, приходящийся на каждый из n интервалов Δx , будет равен β_0/n . В таком случае легко показать, что

$$\gamma_{j/2} = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{4} \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_1}{\gamma_2 - \gamma_1} + \frac{2j}{n} \right). \quad (3.29)$$

Если воспользоваться установленной в эксперименте приведенной функцией распределения объемов капель по диаметрам $\bar{v}(D)$ (см. подразд. 2.2), можно считать, что в любом j -м интервале имеются капли всех размеров, соответствующих функции $\bar{v}(D)$. В этом случае для данного интервала, используя

направление стартовой скорости $\gamma_{j/2}$ в соответствии с (3.35) и значения γ_1, γ_2 , взятые из эксперимента, решаем дифференциальное уравнение движения (3.1) для всех интервалов размеров капель, на которые разбивается функция $\bar{v}(D)$. Распределение плотности орошения в подфакельном пространстве определяется по методике, аналогичной той, которая применялась в подразд. 3.1.

Очевидно, что массу, образованную каплями данного интервала

размеров ξ , стартующими из j -го интервала сечения факела, вычислим по формуле

$$M_{\xi} = M_j \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD. \quad (3.30)$$

Однако изложенная методика не лишена недостатков — это необходимость привлечения экспериментально определяемых величин $g_{\max}(x)$ и σ_x , информация о которых в подавляющем большинстве конкретных случаев отсутствует. В связи с этим рассмотрена расчетная схема, позволяющая учесть рассеивание капель при допущении о равномерном распределении расходов по углу β_0 .

Судя по рис. 3.9, существенные упрощения расчета не привели к заметному различию между кривыми 2, 3. В то же время часто используемое допущение, в соответствии с которым получена кривая 1, дает результаты, заметно отличающиеся от установленных экспериментально.

3.5. КОНЦЕНТРАЦИЯ КАПЕЛЬ В ПРОСТРАНСТВЕ ФАКЕЛА

В расчетных схемах, применяемых для твердых дисперсных теплоносителей и с некоторыми поправками — для газожидкостных потоков, как уже отмечалось, используется модель Эргана, в которой рассматривается аэродинамическое сопротивление не одиночных капель, а некоторого зернистого слоя, состоящего из моноразмерных «эквивалентных» частиц с соответствующей объемной концентрацией. Однако в большинстве случаев тепло- и массообмена между газом и полидисперсной капельной средой замена этой среды совокупностью «эквивалентных» капель не представляется достаточно надежной [58]. В связи с этим использование модели зернистого слоя не всегда оказывается обоснованным.

В кратком обзоре факторов, влияющих на кинематику движения капель в факеле, отмечалось, что принятая к настоящему времени точка зрения о влиянии объемной концентрации капель β сводится к проявлению ее лишь через соответствующее изменение коэффициента аэродинамического сопротивления одиночной капли. Это создает определенные удобства при известном приеме расчленения реальной функции распределения капель по размерам на несколько дискретных интервалов с последующим решением системы уравнений движения, каждое из которых записывается для среднего размера капель на соответствующем интервале разбиения.

При решении кинематической задачи по такой схеме использование известных аппроксимаций [67] для учета влияния объемной концентрации капель всегда сопряжено с тем, что сама величина β обусловлена кинематикой капель и практически никогда не фигурирует в качестве задаваемых условий задачи.

В связи с этим необходимо в качестве первого приближения определять распределение объемной концентрации в пространстве факела с тем, чтобы во втором приближении учесть влияние этого фактора на кинематику капельной среды.

Рассмотрим возможность расчетного определения объемной концентрации капель в рамках тех же допущений, которые были сделаны ранее при расчете кинематики капель. Если весь факел произвольной формы (см. рис. 3.8) условно разделить поперечными сечениями на ряд участков, протяженность которых вдоль соответствующей оси K равна, например, ΔR , то объем капель i -го интервала dq , заключенный на этом участке, получим из уравнения $dq_i = V_i d\tau$ (3.31), где V_i — расход капель i -го интервала, м³/с; $\Delta\tau$ — время, в течение которого капли этого интервала размеров пребывают на участке ΔR .

Используя очевидное соотношение $d\tau_i = dR/W_{Ri}$ и учитывая

$$V_i = V_0 \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD,$$

получаем

$$dq = \frac{dR}{dW_{Ri}} V_0 \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD. \quad (3.32)$$

Компонента скорости W_{Ri} на любом участке траектории определяется решением уравнения движения капли при условии, что коэффициент сопротивления не зависит от объемной концентрации капель. Полагая, что на малой длине пути ΔR скорость капли равна некоторому среднему ее значению $\bar{W}_{Ri} = 0,5 (W_{k+1} + W_k)$, где k — номер поперечного сечения факела, после интегрирования (3.32) находим

$$q_i = \frac{V_0}{\bar{W}_{Ri}} (R_{k+1} - R_k) \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD. \quad (3.33)$$

Наконец, если V_m — физический объем, занимаемый m -м участком факела, выражение локальной объемной концентрации капель получим в виде

$$\beta_m = \frac{1}{V_m} \sum_{i=i_1}^{i=i_2} q_i \quad (1 < i_1 < i_2 \leq n). \quad (3.34)$$

В ряде случаев, например при анализе влияния процессов коагуляции на трансформацию дисперсного состава, необходимо знать, насколько изменилась счетная концентрация капель ξ в рассматриваемом объеме пространства факела V_m . Если общее количество капель всех размеров N_m содержится в объеме V_m , тогда $\xi = N_m/V_m$. Так

как число капель i -го интервала N_i равно $6q_i/\pi D_i^3$, с учетом (3.32) и (3.34) получим

$$\xi = \frac{6}{\pi V_m} \sum_{i=1}^{i=n} q_i / D_i^3. \quad (3.35)$$

В практических расчетах кинематики дисперсной среды удобно иметь связь локальной плотности орошения g_m с объемной или счетной концентрацией.

Если плотность орошения представить в виде

$$g_m = V_0 / F_m, \quad (3.36)$$

где F_m — площадь поперечного сечения m -го участка факела, то учитывая $F_m (R_{k+1} - R_k) = V_m$ и уравнения (3.32)–(3.35), находим

$$g_m = \beta_m \left/ \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\bar{w}_i} \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD \right.; \quad (3.37)$$

$$g_m = \pi \xi_m / 6 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{D_i^3 \bar{w}_i} \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD. \quad (3.38)$$

Сравнение (3.37) и (3.38) дает связь между счетной и объемной концентрациями:

$$\xi_m = \beta_m \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{D_i^3 \bar{w}_i} \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\bar{w}_i} \int_{D-\Delta D/2}^{D+\Delta D/2} \bar{v}(D) dD}. \quad (3.39)$$

Очевидно, что величина V_m в уравнениях (3.34), (3.35) также является однозначно связанной с траекторией движения капель, «очерчивающих» внешние границы потока для так называемых цельнофакельных форсунок [36] и внутренние границы факела, к примеру, центробежных распылителей. Кроме того, на форму и пространственную ориентацию границ факела влияет направление истечения жидкости относительно вектора силы тяжести.

Однако, поскольку определение локальных значений объемной концентрации капель необходимо лишь для учета этой величины при соответствующей коррекции коэффициента аэродинамического сопротивления, практически во всех случаях представляется достаточным определить границы факела лишь в области, сравнительно мало удаленной от устья распылителя. Это связано с тем, что, как будет показано, значение β достаточно быстро уменьшается в направлении дви-

жения капельной среды в факеле, а следовательно, и необходимость учета этого фактора распространяется на ограниченную область. Приведенное замечание существенно в том отношении, что понятие «граница факела» в определенной степени условно. Визуальные наблюдения и специальные измерения локальных расходов в поперечных сечениях факела свидетельствуют о том, что в большинстве случаев с некоторой определенностью можно говорить о границах факела лишь в области непосредственной близости к устью распылителя, где процесс распада жидкой пленки либо не наступил, либо еще не завершился. В этой области, применительно к цельнофакельным форсункам, границы определяются углом раскрытия факела γ_1 , а для центробежных распылителей — тем же наружным углом γ_1 и внутренним углом γ_2 (см. рис. 3.8).

Однако в области движения капельного потока условность границ связана хотя бы уже с тем, что возможны почти равнозначные варианты их оценки. В качестве конкретного примера рассмотрим наиболее общий случай, когда центробежная форсунка диспергирует жидкость по схеме снизу — вверх.

Если под пространством факела понимать всю область возможного движения капель, в этом варианте в качестве границы Oa следует принять траекторию движения капли максимального размера D_{\max} , стартовавшей под углом $0,5\gamma_1$ к вертикали, а граница Ob должна соответствовать траектории среднего диаметра капли на первом (от нуля) интервале разбиения функции распределения капель по размерам, стартовавшей под углом $0,5\gamma_2$.

В качестве расчетных границ факела можно использовать траектории тех же капель, что и в первом варианте, однако при условии, что они стартуют под одним и тем же углом, равном среднеарифметическому между половинными наружным и внутренним углами.

Иногда [62] под некоторой линией упорядоченного движения понимают линию (к примеру $00'$), являющуюся геометрическим местом точек, соответствующим максимальным локальным расходам g_{\max} капельной среды в поперечных сечениях факела. В этом случае границы факела можно представить в виде кривых Oa и Ob , которые, в свою очередь, являются геометрическим местом точек, в которых локальные расходы капель составляют 0,1 или 0,05 от g_{\max} в соответствующих сечениях. Однако определение функции распределения локальных расходов расчетным путем представляет собой самостоятельную и, насколько известно, нерешенную задачу. В тех же редких случаях, когда это распределение известно из эксперимента, на стадии проектирования контактного аппарата осложнение расчета объема факела для предварительной оценки объемной концентрации не представляется оправданным.

Можно предложить, с нашей точки зрения, более рациональный вариант, который включает некоторые элементы, рассмотренных выше. Анализ результатов измерения локальных расходов, выпол-

ненных в отдельных поперечных сечениях факела, показывает, что характер изменения их с определенным приближением можно описать нормальным законом Гаусса. При этом оказывается, что ограничение кривой распределения по «закону трех сигм» соответствует случаю, когда отбрасываются области, в которых локальные расходы составляют менее $0,1q_{\max}$.

В рассматриваемом примере движения дисперсной среды, когда форсунка работает по схеме снизу — вверх, можно считать, что благодаря аэродинамической сепарации геометрическое место точек максимальных локальных расходов (к примеру $00'$ на рис. 3.8) совпадает с траекторией движения капли модального размера приведенной функции $\bar{v}(D)$. В связи с этим в качестве наружной и внутренней границы факела можно принять траектории движения капель D_n и D_b , размеры которых легко определяются в результате численного интегрирования выражений

$$\int_{D_n}^{D_{\max}} \bar{v}(D) dD = 0,1; \int_0^{D_b} \bar{v}(D) dD = 0,1, \quad (3.40)$$

где $\bar{v}(D) = \frac{2}{3\pi} \bar{\alpha}^4 D^3 K_1(\bar{\alpha}D)$. При этом будем считать, что капли всех размеров стартуют под одним и тем же углом к вертикали, равным среднесафметическому между половинными наружным и внутренним углами.

Определив таким образом пространство факела, можно найти значение V_m в уравнении (3.34). Для упрощения расчета на соответствующих интервалах разбиения ΔR , разделяющих сечения k и $k+1$ (см. рис. 3.8), участки внешней и внутренней траектории заменим горизонтальными отрезками, проходящими через середину интервала ΔR . При этом элемент объема факела можно представить в виде

$$V_m = \pi (h_d - h_e) (R_{k+1}^2 - R_k^2), \quad (3.41)$$

где R_k для m -го интервала определяется как

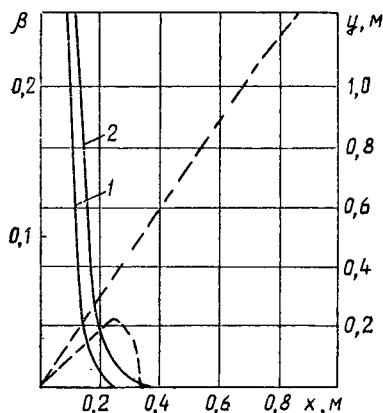
$$R_k = \Delta R (m - 1/2), \quad (3.42)$$

а координаты h_d , h_e находятся решением уравнения движения для капель D_n , D_b .

В результате расчета локальных концентраций капель по приведенной методике можно выяснить характер изменения этой величины в пространстве факела и зависимость ее от режимных параметров процесса диспергирования. На рис. 3.10 представлены результаты расчета изменения объемной концентрации β вдоль оси R (см. рис. 3.8) для случая диспергирования жидкости с помощью форсунки Б-50, используемой в брызгальных бассейнах ТЭС и АЭС. Кривая 1 получена при перепаде давления жидкости $\Delta p = 0,04$ МПа, кривая

2' — при $\Delta p = 0,12$ МПа. Значение β весьма быстро убывает вдоль оси y , и уже на расстоянии порядка 0,2 м составляет менее 4 %. Для наглядности пунктирными линиями нанесены внутренняя и внешняя границы факела.

Таким образом, в качестве первого приближения выполним расчет распределения капель по скоростям, предположив, что коэффициент сопротивления C_D не зависит от объемной концентрации β . Результаты этого расчета дают возможность с помощью рассмотренной методики найти изменение β вдоль соответствующей координаты и опре-



3.10. Изменение объемной концентрации капель

делить, например, с помощью уравнения (3.7) влияние концентрационного фактора на коэффициент C_D . Это позволяет вычислить уточненное распределение капель по скоростям во втором приближении и при необходимости выполнить следующее уточнение. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что, как правило, можно ограничиться лишь вторым приближением.

3.6. ЭЖЕКТИРУЮЩИЙ ЭФФЕКТ ФАКЕЛА

Длительное время основные усилия исследователей дисперсных потоков были направлены на теоретическое и экспериментальное изучение таких отдельных процессов, как аэро-

динамическое сопротивление капли и ее испарение, распад пленки жидкости и ее последующее дробление, коагуляция и дробление при коллективном движении жидких частиц, влияние режимных и геометрических характеристик распылителей на дисперсный состав капель.

Вместе с тем взаимодействию дисперсной среды в факеле с окружающим его газом уделялось сравнительно мало внимания, хотя известно [12], что физические и химические процессы, протекающие в таких аппаратах, как циклонные сепараторы, сушильные агрегаты, камеры орошения кондиционеров и скрубберы, в существенной мере определяются эжектирующим эффектом факела.

В подробном анализе зарубежных исследований [12] отмечается, что еще экспериментами Бинарка и Ранца, а позднее Бенетта и Айзеклама было установлено следующее: под влиянием диспергированной в форсунке жидкости окружающая газовая среда приходит в движение, влекущее за собой отклонение траекторий капель от номинального конуса распыла и их искривление в сторону оси симметрии.

В течение ряда лет группа под руководством Кроу разрабатывала теоретические методы расчета индуцированных течений воздуха, ос-

новые идеи которых [49] использованы в дальнейшем Бойсаном и Бинарком [12]. Расчетная модель построена применительно к форсункам тонкого распыла при ориентации потока капель сверху вниз в полом коническом факеле. Задача гидродинамического взаимодействия полого конуса распыла с окружающей неограниченной газовой средой сведена к системе дифференциальных уравнений в частных производных и системе обыкновенных дифференциальных уравнений соответственно для окружающего газа и конуса распыла.

Уравнения движения капель (составляющих n групп по размерам) дополнены уравнениями для функций тока газа и завихренности, сохранения количества движения и для эффективной вязкости газа, а также соответствующими граничными условиями.

Центральными в расчетной методике являются два положения. Первое — уравнение для завихренности газа, основанное на идее Кроу капля — внутренний источник [49]. Второе связано с тем, что для определения пути перемешивания в уравнении эффективной вязкости были приняты такие эмпирически подобранные соотношения, которые обеспечивают наилучшее общее согласование с экспериментальными данными [12].

Имея в виду последнее положение, следует отметить, что сложная и громоздкая модель процесса [12] полностью оправдана в случае, когда для получения искомого решения нет необходимости в дополнительных эмпирических соотношениях, кроме хорошо обобщенного уравнения для коэффициента аэродинамического сопротивления при движении капель. Это обстоятельство представляется весьма существенным еще и потому, что дополнительно привлекаемые соотношения для перемешивания имеют сугубо частный характер, т. е. обеспечивают сходимость расчета с экспериментом в узком диапазоне режимных, геометрических и дисперсных характеристик факела.

В работе [36], выполненной в Ярославском технологическом институте, дисперсный поток, продуцированный механической форсункой, рассматривался состоящим из капель одинакового размера, равного среднему объемно-поверхностному диаметру распыла. Такое упрощение дает возможность использовать в уравнении движения жидкости известное соотношение Эргана [33] для силы сопротивления газа движению дисперсного компонента и, применяя уравнение сохранения импульса, определять скорость эжектируемого газа вдоль оси факела.

Однако замена реального полидисперсного состава капель неким условным монодисперсным составом неизбежно влечет за собой заметные погрешности при дальнейшем использовании полученных решений в задачах тепло- и массообмена.

Изложенные особенности рассмотренных методик расчета эжектирующего эффекта факела побудили к разработке более простой модели процесса. Пусть при произвольном способе диспергирования жидкости известна приведенная функция распределения объемов капель по

диаметру $v(D)$ в зоне стабилизации дисперсного состава, а также направление и значение стартовой скорости капель $W_{к0}$.

В математической формулировке задачи используются следующие основные допущения: стартовая скорость всех капель, независимо от их размера, одинакова; объем, занимаемый каплями, пренебрежимо мал по сравнению с единицей физического пространства; коагуляция и дробление капель вдоль траектории их движения, как и тепло- и массообмен между каплями, отсутствуют.

Для уменьшения объема вычислительных операций функцию $v(D)$ следует разбивать на n конечных интервалов, каждый из которых характеризуется некоторым средним диаметром, а полное время пребывания капли делится на t отдельных участков. Основу предлагаемой модели, обеспечивающую возможность ее упрощения, по сравнению с рассмотренными методами, составляют два положения.

Во-первых, на каждом временном шаге (или участке факела) приращение кинетической энергии эжектируемого газа ΔE_r считается пропорциональным убыли суммарной кинетической энергии капель всех размеров ΔE_k вследствие их аэродинамического торможения, т. е. $\Delta E_r = k_1 \Delta E_k$ (3.43). Соответственно изменение количества движения газа и капель связаны соотношением $\Delta L_1 = k_2 \Delta L_k$ (3.44), где k_1, k_2 — некоторые коэффициенты пропорциональности.

Во-вторых, на всей траектории движения капель всех размеров направления скорости W_r индуцированного потока газа считается совпадающим с направлением абсолютной скорости капель модального размера функции $\bar{v}(D)$, т. е. в декартовых координатах

$$\left(\frac{W_y}{W_x}\right)_{rj} = \left(\frac{W_y}{W_x}\right)_{mj}, \quad (3.45)$$

где j, m обозначают величины, относящиеся к j -му интервалу приращения по времени и к каплям модального диаметра. С учетом принятых допущений и соотношений (3.43) — (3.45) можно составить соответствующую замкнутую систему уравнений. Уравнения движения капель, которые составляют n групп по размерам, охватывающих весь диапазон диаметров, записываются для j -го интервала времени, как обычно, в виде

$$m_i \frac{dW_{kix}}{dt} = -\rho_r C_D F_i \frac{(W_{kix} - W_{rx})_i |W_{kix} - W_{rx}|_i}{2}; \quad (3.46)$$

$$m_i \frac{dW_{kiy}}{dt} = -\rho_r C_D F_i \frac{(W_{kiy} - W_{ry})_i |W_{kiy} - W_{ry}|_i}{2} \pm mg. \quad (3.47)$$

где i обозначает величину, относящуюся к i -й группе размеров капель.

Убыль кинетической энергии всех капель в результате их торможения на рассматриваемом j -м интервале времени можно представить уравнением

$$0,5 \sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{\kappa(j-1)}^2 - W_{\kappa j}^2)_i = \Delta E_{\kappa j}, \quad (3.48)$$

где M_i — масса всех капель i -го интервала диаметров; $W_{\kappa ij}$ — средняя результирующая скорость капель,

$$W_{\kappa ij} = (W_{\kappa x}^2 + W_{\kappa y}^2)_i^{0,5}. \quad (3.49)$$

С учетом (3.44) приращение кинетической энергии эжектируемого каплями газа равно

$$0,5 M_{\Gamma j} (W_{\Gamma j}^2 - W_{\Gamma(j-1)}^2) = k_1 \Delta E_{\kappa j}. \quad (3.50)$$

В соответствии с (3.44) уравнение сохранения количества движения на j -м интервале времени запишем в виде

$$M_{\Gamma j} (W_{\Gamma j} - W_{\Gamma(j-1)}) = k_2 \sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{\kappa(j-1)} - W_{\kappa j})_i. \quad (3.51)$$

В уравнениях в (3.50), (3.51) $M_{\Gamma j}$ — масса газа, транспортируемая на j -м интервале,

$$M_{\Gamma j} = M_{\Gamma(j-1)} + \Delta M_{\Gamma j} \quad (3.52)$$

причем $\Delta M_{\Gamma j}$ — масса газа, эжектированная на j -м интервале; $W_{\Gamma j}$ — средняя результирующая скорость газа,

$$W_{\Gamma j} = (W_{\Gamma x}^2 + W_{\Gamma y}^2)_j^{0,5}. \quad (3.53)$$

Величину M_i в уравнениях (3.50), (3.51) находим как и ранее, из зависимости

$$M_i = M_0 \int_{D_i - \Delta D/2}^{D_i + \Delta D/2} \bar{v}(D) dD,$$

где M_0 — производительность распылителя. В качестве начальных условий принимаем, что в точке с координатами $x = 0$, $y = 0$

$$W_{\Gamma x} = W_{\Gamma y} = 0; M_{\Gamma} = 0; W_{\kappa i} = W_{\kappa 0}. \quad (3.54)$$

Таким образом, n уравнений (3.46), (3.47), а также пять уравнений (3.48), (3.49), (3.50), (3.51), (3.53) образуют замкнутую систему содержащую по n неизвестных $W_{\kappa x j}$, $W_{\kappa y j}$ и пять неизвестных $W_{\Gamma x j}$, $W_{\Gamma y j}$, $W_{\Gamma j}$, $M_{\Gamma j}$, $\Delta E_{\kappa j}$. В общей постановке задачи остаются неизвестными еще две величины — коэффициенты k_1 , k_2 в уравнениях (3.50), (3.51) соответственно.

Известно, что исследование кинематики движения дисперсной среды в сравнительно редких случаях является самостоятельной задачей в прикладном смысле. В основном указанная часть исследования — необходимый этап общей задачи связанной с межфазным или

межкомпонентным тепло- и массообменом. Применительно к такого рода задачам главную роль приобретают (непосредственно связанные с эффектом эжекции) относительная скорость капель или частиц, а также их время пребывания в соответствующей зоне пространства аппарата. В такой постановке представляется возможным в указанной системе уравнений исключить величину M_{rj} , а два неизвестных коэффициента k_1 , k_2 заменить одним значением k_3 . Действительно, разделив уравнения (3.50) на (3.51) и используя при этом уравнение (3.48), можно получить

$$W_{rj} = k_3 \frac{\sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{k(i-1)}^2 - W_{ki}^2)_i}{\sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{k(i-1)} - W_{ki})_i} - W_{r(i-1)}, \quad (3.55)$$

где $k_3 = k_1/k_2$. При этом n уравнений (3.46), (3.47) и четыре уравнения (3.45), (3.49), (3.53), (3.55) содержат по n неизвестных W_{kx} , W_{ky} , W_k и три значения W_{rx} , W_{ry} , W_r . Таким образом, единственной величиной, расчетное определение которой в рамках рассматриваемой модели оказывается невозможным, является коэффициент k_3 , характеризующий отношение доли кинетической энергии капель к доле их суммарного импульса, передаваемых эжектируемому газу. В дальнейшем делается предположение о том, что коэффициент k_3 остается постоянным и одинаковым для любого j -го интервала времени, т. е. не зависит от скорости капель и их объемной концентрации, поскольку влияние последней может быть в общем случае учтено при выборе соответствующего корреляционного уравнения для коэффициента аэродинамического сопротивления капли.

В связи с этим решение системы уравнений производится при различных, задаваемых априорно коэффициентах k_3 , с последующим выбором того значения, которое обеспечивает наилучшее общее согласование расчета с результатами соответствующим образом поставленного эксперимента.

Компоненты силы сопротивления единицы массы капель в направлении осей x , y и компоненты силы, действующей на газ, имеют одинаковое значение, но противоположное направление, что фактически и отражено уравнением (3.51) с точностью до коэффициента k_2 . Факторы, не учтенные в этом уравнении, связаны с тем, что, во-первых, действительное распределение скоростей газа в пространстве факела имеет другой, более сложный характер, не отраженный в полной мере допущением (3.45), и во-вторых, уравнение (3.51) не включает влияние сил, обусловленных продольным (по потоку) градиентом давления газа.

Однако поскольку основной вклад в результат взаимодействия сред вносят капли модального диаметра и согласно [35] градиентом давления газа (в подобного рода физическом процессе) можно пре-

небрежь, можно предположить, что значение k_2 близко к единице. Такое дополнительное предположение, которое не влияет на конечный итог решения поставленной задачи, позволяет определить при решении системы уравнений значения расходов газа M_{rj} , более определенно выбрать интервал возможных значений коэффициента k_3 и тем самым сократить объем вычислительных операций. Действительно, если $k_2 \approx 1$, то в общем случае изменение k_3 (как и k_1) возможно в пределах $0 \leq k_3 \leq 1$.

Составленная система уравнений может быть разрешена различными способами, из которых избран следующий. Из формы записи уравнений видно, что все они отражают процесс взаимного движения сред на определенном j -м интервале общего времени пребывания капель в заданном пространстве. В связи с этим на первом временном интервале в качестве первого итерационного цикла методом Рунге—Кутты решается система двух обыкновенных дифференциальных уравнений (3.46), (3.47) для всех n диаметров капель, включая модальный диаметр капель, в предположении, что на этом временном интервале скорости $W_{gx} = W_{gy} = 0$. Последнее в соответствии с (3.45) дает возможность на указанном интервале в первом приближении определить направление скорости газа W_{rj} и ее значение из уравнения (3.61), полагая в данном случае $W_{r(i-1)} = 0$.

Во втором итерационном цикле для этого же первого временного интервала уравнения движения капель решаются уже с использованием значений W_{gx} , W_{gy} , полученных в первом приближении, что позволяет определить новые значения W_{kxi} , W_{kyi} , включая значения и для капель модального диаметра, а затем — направление скорости газа и с помощью уравнения (3.55) — новое значение W_r , а следовательно, W_{gx} , W_{gy} .

Степень завершенности итерационного процесса устанавливалась в зависимости от убыли кинетической энергии газа ΔE_r , вычисляемой из уравнений (3.48), в двух последующих итерациях. Было принято, что удовлетворительной завершенности соответствует отличие указанной величины не более чем на 1 %. Обычно такой уровень сходимости достигается тремя-четырьмя итерациями.

Естественно, что окончательно полученные значения W_{kxi} , W_{kyi} , W_{ki} , а также W_{gx} , W_{gy} , W_r на первом временном интервале использовались в качестве начальных условий при выполнении аналогичной последовательности вычислений на втором интервале и так далее.

Очевидно, что основные допущения, принятые в рассмотренной модели, а также уравнения, описывающие процесс эжекции газа, не связаны с механизмом и принципом диспергирования жидкости, влияние которых полностью определяется значением и направлением стартовой скорости капель и функцией распределения $\bar{v}(D)$. Иногда в ходе решения необходим учет некоторых особенностей движения капель в факеле. Так, проверка адекватности рассмотренной расчет-

ной методики в эксперименте была выполнена применительно к большерасходным распылителям, получившим распространение в брызгальных бассейнах АЭС. По условиям работы такие распылители продуцируют факел по схеме снизу — вверх, что благодаря силам инерции и тяжести обуславливает соответствующую параболообразную форму траектории капель, начинающуюся в устье распылителя и заканчивающуюся на некоторой горизонтальной плоскости.

В связи с этим на определенном временном интервале капли соответствующей i -й группы размеров достигают заданной горизонтальной плоскости и тем самым «выключаются» из процесса эжектирования газа. Это обстоятельство обнаруживается, к примеру, на первом итерационном цикле, выполненном на j -го интервала, после чего процесс суммирования в выражениях

$$\sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{к(j-1)}^2 - W_j^2)_i; \quad \sum_{i=1}^{i=n} M_i (W_{к(j-1)} - W_{кj})_i$$

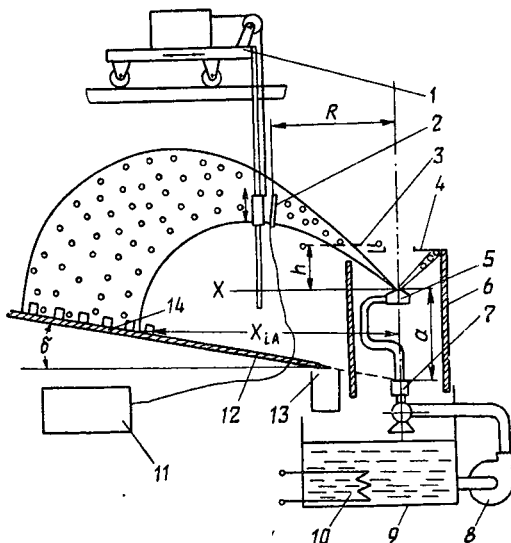
производится без учета группы размеров «выключившихся» капель.

При анализе вариантов возможных способов сопоставления результатов расчета и эксперимента представилось целесообразным отказаться от метода прямой проверки, когда, например, значения вычисленных скоростей газа W_r сравниваются с опытными. Такое решение обусловлено тем, что, во-первых, само измерение скорости газовой фазы в потоке капель является до сих пор лишь в известной мере решенной задачей и, во-вторых, измеренные в определенном сечении факела скорости газа необходимо осреднить по какой-то схеме с тем, чтобы сравнить с расчетными. В этом случае (помимо влияния ошибок, связанных с непосредственными измерениями) степень согласования расчетных и измеренных значений скорости газа будет зависеть от принципа осреднения скорости газа в рассматриваемом сечении факела.

В связи с этим в качестве контрольного фактора избрано распределение локальных плотностей орошения g в подфакельном пространстве. Такой выбор обусловлен, с одной стороны, простотой и высокой достоверностью результатов и, с другой — тем, что распределение плотности орошения однозначно связано с характером траекторий движения капель различного диаметра, т. е., как уже отмечалось, со всем комплексом параметров и физических процессов, обуславливающих движение дисперсной среды в факеле распылителя. Согласно схеме установки (рис. 3.11) из бака 9 насосом 8 вода подается по трубопроводу через соединительную муфту к форсунке 5, установленной соплом вертикально вверх. Так как лабораторные условия проведения эксперимента не позволяли исследовать крупномасштабный факел в целом, в установке предусмотрена возможность выделить из факела некоторый сектор. С этой целью форсунку помещали в кожух 6, над которым устанавливали крышку 4 с центральным отвер-

стием, а внутри кожуха на вертикальных шарнирах фиксировали две пластины, по характеру перемещения аналогичные двустворчатой двери. Поворотом пластин свободными концами навстречу капельному потоку можно было регулировать угол «вырезанного» сектора факела.

Выделенный сектор капельного потока выпадает на наклонный лоток 12, вдоль оси которого размещали приемные патрубки 14, соединенные с мерными емкостями, что позволило определять распределение локальных плотностей орошения $g, \text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. По лотку вода стекала либо в мерный бак 13, либо в емкость 9. Благодаря повороту форсунки вокруг вертикальной оси в месте соединения ее с муфтой 7 исследовались локальные характеристики капельного потока по окружности факела. Размеры кожуха и свободный подсос эжектируемого воздуха с нижней его части, а также размещение отсекающих пластин на достаточном удалении от сопла форсунки исключали искажение гидравлических характеристик распылителя. Последнее подтверждается тем, что сумма расходов



3 11. Экспериментальная установка

жидкости по секторам с точностью до 2 % совпадает с общей производительностью форсунки, измеренной с помощью тарированной дроссельной шайбы при работе распылителя в открытом пространстве.

В емкости 9 установлен электрический подогреватель 10, регулирующий температуру распыливаемой воды в интервале 20...35 °С при расходе ее до 30 м³/ч.

Для измерения дисперсного состава капельной среды использовался счетно-импульсный метод, реализованный в соответствии со вторым способом измерения дисперсного состава, рассмотренным в подразд. 2.1. Датчик 2 с пятью парами электродов устанавливали на каретке, которая по вертикальным направляющим перемещалась с помощью троса, соединенного с блоком редуктор-электродвигатель 1. Направляющие и механизм перемещения каретки с датчиком смонтированы на балке, которая по двум горизонтальным рельсовым опорам могла перемещаться вдоль исследуемого капельного потока. Датчик 2 электрически связан с электронным блоком 11, в который

входит блок питания, система коммутации и группа электронных частотометров.

Рассмотренная схема стенда позволяла проводить комплексные исследования поведения диспергированной жидкости в факеле, часть которых будет рассмотрена в соответствующих главах и параграфах.

Возвращаясь непосредственно к содержанию настоящего раздела, следует отметить, что простейшая методика измерения распределения локальной плотности орошения в подфакельном пространстве могла оперативно использоваться применительно к различным типам распылителей, работающих при варьируемых перепадах давления жидкости. Последнее позволяло сравнивать результаты расчетов с экспериментальными данными в достаточно широком диапазоне стартовых скоростей капель, их дисперсного состава и объемной концентрации, а также массовых секундных расходов жидкости.

Так, подача распылителей изменялась от 0,1 до 4,4 кг/с, стартовые скорости факела — от 7,5 до 26 м/с, а модальный размер капель приведенной функции распределения $\bar{v}(D)$ находится в диапазоне 0,45...4,0 мм.

Установлено, что наилучшее согласование расчетных и экспериментальных результатов определения закона изменения локальных плотностей орошения в подфакельном пространстве имеет место при $0,12 \leq k_3 \leq 0,16$. Столь устойчивое значение k_3 позволяет рекомендовать среднее значение $k_3 = 0,14$ для расчета эжектирующего эффекта факела при достаточно широком интервале изменения его режимно-геометрических параметров.

3.7. СВЯЗЬ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА КАПЕЛЬ С РАСХОДНО-ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ПАРАМЕТРОМ ФАКЕЛА

При инженерной разработке тепломассообменного контактного аппарата любого типа и назначения в процессе проектирования всегда возникает проблема выбора типа и режимно-геометрических параметров работы распыливающего устройства. Основная трудность заключается в принятии единственного решения из всего многообразия разработанных средств диспергирования жидкости. Такое решение при удовлетворении требованиям эффективности процессов тепло- и массообмена одновременно должно обеспечить технологичность конструкции форсунки, сокращение их количества, минимизацию энергозатрат на диспергирование и требуемый уровень надежности в течение заданного периода эксплуатации.

Даже на основании информации о гидравлических и дисперсных характеристиках форсунок в большинстве случаев на стадии проектирования трудно прогнозировать габариты факела и степень эффективности процесса тепло- и массообмена, реализованного при использовании выбранного типа распылителя. Поэтому при решении задачи

возможны в основном два подхода. В первом случае применяются традиционные в данной области аппаратостроения форсунки с уменьшенной или увеличенной по сравнению с серийными типами производительностью. При втором подходе проводится предварительное экспериментальное исследование эффективности модели аппарата, оборуодованного различными типами форсунок, определяется лучший вариант с последующим математическим моделированием, включающим ряд эмпирических соотношений.

При всей очевидности слабых сторон первого подхода второй также сопряжен с рядом отрицательных особенностей, обусловленных известными трудностями масштабного перехода от модели к натуре, а также большими затратами времени, средств и материалов для проведения сложных экспериментальных исследований.

Несмотря на разнообразие форм и размеров факела, выделим ряд его основных характеристик: массовый (или объемный) расход жидкости Q_0 , стартовая скорость капель $W_{к0}$, корневой угол разбрызгивания γ_k , угол наклона вектора $W_{к0}$ к горизонту γ . Производными являются высота подъема факела h_f , его дальность R_f и дисперсный состав капель.

Рассматривая наиболее распространенную (назовем ее основной) коническую форму пологого факела, в котором капли двигаются по схеме снизу — вверх, легко обнаружить, что большинство возможных форм движения капель, продуцированных разнообразными распылителями, могут быть представлены как частные случаи основной формы факела. Действительно, когда корневой угол факела $\gamma_k = 0$, имеет место струйное движение жидкости, при $\gamma_k = 180^\circ$ — радиальное, соответствующее характеру работы дисковых распылителей и распылителей ударного типа с плоским отражателем. В диапазоне $0 \leq \gamma_k \leq 180^\circ$ реализуются факелы, образованные щелевыми, пневматическими и другими типами распылителей, включая такие специальные случаи, как диспергирование перегретой жидкости, и родственные этому процессу распылы смеси соответствующей жидкости с легкокипящими добавками фреона (пропиленый распыл).

Известно, что гидродинамика и теплообмен в газожидкостных потоках в наиболее существенной мере определяется объемной концентрацией капель β , а также их относительной скоростью. В более общей форме можно считать, что на характер протекания основных процессов главное влияние оказывает плотность орошения g в рассматриваемой части сечения факела. Достаточным подтверждением этому служат, например, результаты, представленные подразд. 2.1, 2.3, где обнаружено, что характер изменения локальных расходов (или плотностей орошения) по окружности факела однозначно коррелирует с соответствующим изменением дисперсного состава. При установлении степени универсальности найденной однопараметрической функции распределения $v(D)$ (см. подразд. 1.4), когда изучались разнообразные способы диспергирования, можно было убедиться в до-

стоверности указанной связи. Наконец, результаты измерения степени охлаждения горячей распыленной воды также однозначно обнаруживают связь локальных уровней эффективности тепло- и массообмена с плотностью орошения.

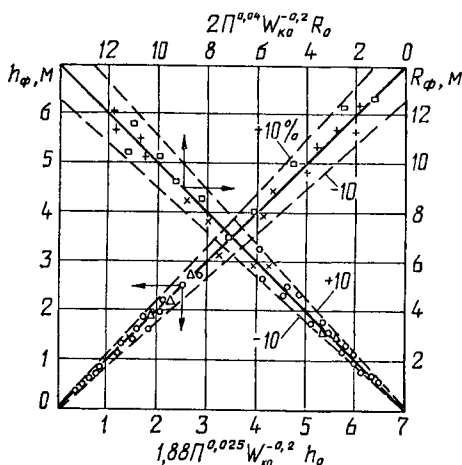
Вместе с тем плотность орошения g изменяется в пределах выделенного поперечного сечения факела и вдоль оси его движения. Кроме того, как было показано в подразд. 3.5, объемная концентрация капель β , ответственная за кинематику и теплообмен потока совокупности капель, при заданной плотности орошения обратно пропорциональна скорости отдельных фракций W_{ki} , которая, в свою очередь, связана через начальные условия со стартовой скоростью $W_{к0}$.

В связи с этим для обобщения опытных данных необходимо использовать такую характеристику, которая определяла бы закономерность изменения плотности орошения и объемной концентрации капель в пространстве диспергирования и была бы связана с величинами, легко определяемыми для данного типа распылителя.

В качестве характеристики, соответствующей указанным требованиям, используем величину

$$\Pi = \frac{Q_0}{360W_{к0} \sin \gamma / 2}, \quad (3.56)$$

названную расходно-пространственным параметром факела (в дальнейшем — параметр факела). В соответствии с уравнением (3.56) с уменьшением корневого угла γ_k значение Π может неограниченно увеличиваться. Однако в практике распыливания жидкости, даже когда конический факел свертывается в сплошную струю, всегда имеет место ее расширение, как в любом случае истечения в неограниченное пространство. Соответственно при $\gamma_k = 180^\circ$ пара-



8.12. Величины h_ϕ и R_ϕ в функции параметра Π :

○ — цельнофакельная форсунка; ● — ударная с коническим отражателем; □ — щелевое сопло ($\gamma = 30^\circ$); × — Б-25; + — Б-50; — ударная форсунка [60]

метр Π достигает минимального уровня.

Для проверки применимости этого параметра экспериментально определены такие кинематические характеристики факела, как высота его подъема h_ϕ и дальнотойность (или радиус факела) R_ϕ . На экспериментальной установке (см. рис. 3.11) испытаны эвольвентные форсунки «Укрэнергочермет» различных типоразмеров, бутылочные сопла брызгальных бассейнов Б-25 и Б-50, форсунки ударного типа с конус-

ностью отражательных элементов от 60 до 120°. Угол наклона вылета струи капель к горизонту варьировался от 30 до 60°, перепад давления Δp — от 0,04 до 0,15 МПа, диаметры сопловых отверстий форсунок — от 20 до 60 мм. Результаты экспериментального определения h_Φ , R_Φ в лабораторных условиях дополнены данными, полученными на открытых экспериментальных бассейнах [60].

Обработка большого количества результатов измерений позволила установить корреляционные уравнения

$$h_\Phi = 1,88\Pi^{0,025}W_{\kappa 0}^{-0,2}h_0; \quad (3.57)$$

$$R_\Phi = 2\Pi^{0,04}W_{\kappa 0}^{-0,2}R_0, \quad (3.58)$$

где h_0 , R_0 — наибольшие высота подъема и дальнобойность капель, вычисленные по известным уравнениям баллистики твердого тела, движущегося при условии, согласно которому сила аэродинамического сопротивления газовой среды равна нулю. При этом $h_0 = W_{\kappa 0}^2 \sin^2 \gamma / 2g$; $R_0 = W_{\kappa 0}^2 \sin 2\gamma / g$, где γ — угол наклона струи капель к горизонту в прикорневой части факела.

Результаты обобщения опытных данных (рис. 3.12) подтверждают достаточную точность формул (3.57), (3.58). Максимальная погрешность аппроксимации не превосходит 10 %. Учитывая некоторую размытость границ факела, определяющих значения h_Φ , R_Φ , такую погрешность при выполнении технических расчетов следует считать вполне допустимой.

Очевидно, что величины h_Φ , R_Φ можно определить и теоретически, решив систему дифференциальных уравнений движения капель для дискретизированной функции распределения $v(D)$. Однако выполнение такого решения возможно лишь при известной из эксперимента функции $v(D)$ и соответствующей корреляционной зависимости для коэффициента аэродинамического сопротивления C_D с учетом ряда особенностей движения одиночной капли и их совокупности [67]. В большинстве случаев (особенно для вновь проектируемых распылителей) сведения о дисперсном составе жидкости в функции режимногеометрических параметров форсунки отсутствуют. Поэтому для выполнения инженерных расчетов и сопоставления геометрических характеристик факелов, образованных различными вариантами распылителей, рассмотренная форма обобщения представляется рациональной.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ФАКЕЛА ПРИ ВНЕШНИХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

4.1. ТРАНСФОРМАЦИЯ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФАКЕЛОВ

При современной тенденции к повышению скорости газа в контактных аппаратах (камеры орошения кондиционеров, распылительные сушильные устройства, скрубберы и т. д.), обусловленной уменьшением их габаритов и повышением эффективности, существенно увеличивается и плотность размещения распылителей. Неизбежные пересечения капельных потоков, продуцированных совокупностью форсунок, которые образуют систему орошения, могут заметно повлиять на формирование поверхности контакта в рабочем пространстве аппарата.

Очевидно, что для разработки математической модели процесса тепло- и массообмена, а также для перспективного проектирования контактного аппарата необходимы сведения о взаимодействии капельных потоков при различных режимных и геометрических условиях работы распылителей.

Таким образом, конкретная постановка задачи сводится к следующему. Для двух идентичных распылителей, соответствующим образом взаимно ориентированных и расположенных на определенном расстоянии друг от друга, при известной из эксперимента функции распределения капель по объемам $v(D)$, найденной для одиночного распылителя, требуется определить изменение указанной функции в результате взаимодействия дисперсных потоков, продуцированных распылителями.

Теоретические и экспериментальные исследования процессов столкновения капель в основном относятся к течению двухфазных сред в соплах Лавала [59] либо к диспергированию жидкости одиночными пневматическими форсунками [43]. Здесь, в отличие от рассматриваемой нами задачи, процесс столкновения капель исследуется в одномерном потоке газа, несущем капли, траектории которых совпадают с линиями тока газа. Следовательно, возможные столкновения происходят лишь вдоль совпадающих траекторий как «снаряда», так и «мишени». При этом в связи с известными особенностями двухфазных течений «снарядами» в указанных объектах являются мелкие капли, скорость которых более высока, чем крупных, в меньшей мере увлекаемых газовой средой. Впервые обнаруженные количественные соотношения, определяющие эффект взаимодействия сталкивающихся капель [59], получены при условии, когда крупные капли-мишени перемещаются с очень малой скоростью по сравнению

с мелкими каплями-снарядами. При этом практическое отсутствие деформации крупных капель благодаря их аэродинамическому сопротивлению из-за малой скорости перемещения приводит к повышенной их устойчивости в лабораторном эксперименте, а не в реальной обстановке.

Решению задачи, близкой к поставленной нами, посвящены работы [47, 64], в которых рассматривается вероятность столкновения капель в двух взаимодействующих факелах распыла. Без экспериментальной проверки авторы делают вывод о том, что взаимодействие факелов практически не должно приводить к изменению дисперсного состава.

Исследование столкновения одиночных капель показало, что в зависимости от конкретных условий возможны и коагуляция, и дробление капель, причем каждое столкновение сопровождается резким изменением формы жидкой частицы, создавая благоприятные условия для их вторичного дробления аэродинамическими силами.

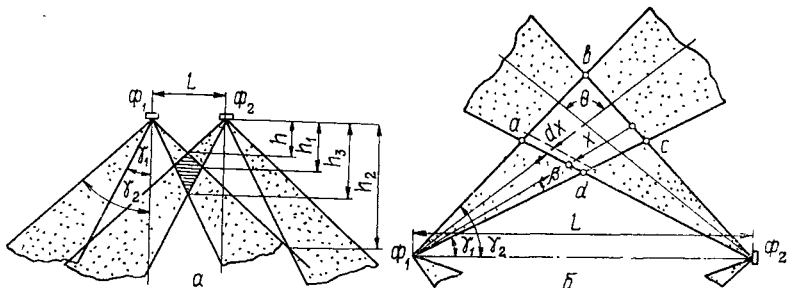
К моменту завершения изучения указанного процесса не удалось обнаружить публикаций, в которых рассматривался бы эффект трансформации исходной функции распределения капель по размерам в результате взаимодействия различно ориентированных дисперсных потоков. Выводы же, полученные на основании теоретических моделей [47, 64], опытным путем не подтверждаются.

В связи с этим проведены экспериментальные и расчетные исследования трансформации дисперсного состава в зоне взаимодействия факелов. Рассмотрим некоторые экспериментально установленные факты, которые позволили сформулировать основные допущения и выделить определяющие факторы при разработке теоретической модели.

Эффект взаимодействия капельных потоков изучался с помощью счетно-импульсного метода на работе двух форсунок как объекта, представляющего некий модуль оросительной системы контактного аппарата. В качестве распылителей использовались центробежные форсунки, широко распространенные в камерах орошения кондиционеров [20], с диаметром сопла d_c , равным 6 и 14 мм.

Исследовалось несколько схем взаимного расположения форсунок (рис. 4.1). При варьируемом расстоянии L точки, в которых измеряли дисперсный состав, выбраны на неизменном удалении от устья распылителя, равном 250 мм, где на всех режимах работы процесс распыливания жидкости завершался и дисперсный состав стабилизировался. При работающей одной форсунке в указанном сечении факела находилась точка, соответствующая максимальному удельному расходу жидкости, в которой и производились измерения. Ранее выполненные опыты (см. подразд. 2.2) показали, что с достаточной степенью точности параметр локальной функции распределения α в уравнении (1.38), найденный в результате измерений в указанной точке, практически равен значению $\bar{\alpha}$, установленному для приведенной функции распределения $v(D)$ во всем контрольном сечении факела. При включении

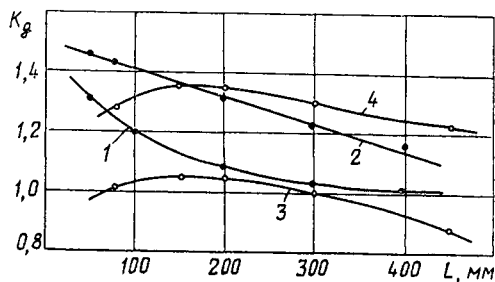
второй форсунки траектории движения капель в факеле первой форсунки смещались, в связи с чем вновь определялась точка максимума локального расхода, после чего в ней измеряли дисперсный состав, отражающий результат взаимодействия капельных потоков.



4.1. Взаимное расположение форсунок

Относительное уменьшение размеров капель удобно характеризовать коэффициентом дробления $k_g = D_{m1}/D_{m2}$, где D_{m1} , D_{m2} — модальные диаметры функции $\bar{v}(D)$ в невозмущенном факеле и после пересечения капельных потоков.

При встречном расположении распылителей эффект вторичного дробления, при прочих равных условиях, заметно выше, чем в случае



4.2. Коэффициент дробления k_g в зависимости от расстояния между форсунками:

●, ○ — форсунки тонкого и грубого распыла;
1, 2 — параллельное и встречное расположение;
3 — $\Delta p = 0.1$ МПа; 4 — 0.2

параллельного расположения форсунок (рис. 4.2). Кроме того, при работе по встречной схеме коэффициент k_d гораздо медленнее уменьшается с увеличением расстояния L , оставаясь достаточно ощутимым вплоть до $L = 300$ мм. В условиях работы по параллельной схеме он снижается с ростом L более интенсивно, и для форсунок тонкого распыла при $\Delta p = 0.4$ МПа и $L = 300$ мм вторичное дробление уже не наблюдается.

Для форсунок средней тонкости распыла ($D_m = 0.5$ мм) изменение Δp от 0.1 до 0.4 МПа практически не влияет на коэффициент k_d .

Вторая серия опытов посвящалась исследованию эффекта взаимодействия факелов форсунок относительно грубого распыла (распылители УЦ, $d_c = 14$ мм) при перепаде давления жидкости $\Delta p = 0.1 \dots 0.2$ МПа. Точка измерения, соответствующая зоне стабилизации дисперсного состава, выбрана на расстоянии 500 мм.

Согласно рис. 4.2 при параллельном расположении форсунок максимальный эффект дробления обнаруживается в случае $L = 150$ мм, когда пересечение факелов происходит на расстоянии 120...150 мм от устья распылителей. Кроме того, при понижении перепада давления жидкости эффект вторичного дробления заметно уменьшается вплоть до случая, когда при $L > 300$ мм и $\Delta p = 0,1$ МПа обнаруживается процесс коагуляции капель ($k_d < 1$).

В результате измерений дисперсного состава капель на различных расстояниях от форсунки вдоль линии максимальных локальных расходов установлено, что после пересечения капельных потоков процесс распада капель интенсифицируется и быстрее стабилизируется. Так, в случае взаимодействия капельных потоков зона стабилизации наступает при $L > 270$ мм, а для невозмущенного факела она лежит за пределами $L = 500$ мм.

Дисперсный состав измеряли также в различных точках сечения, факела, удаленного на 300 мм от устья форсунки. Помимо уменьшения размеров капель после зоны столкновения ($D_{m1} < D_{m2}$), выявлено выравнивание дисперсного состава по сечению факела.

Проведенные опыты позволяют сделать следующие выводы.

1. Независимо от схемы расположения форсунок в области взаимодействия капельных потоков, где еще сохраняется скорость капель, превышающая 10 м/с, основным результирующим эффектом трансформации дисперсного состава является процесс дополнительного или вторичного дробления.

2. При прочих равных условиях встречное взаимодействие факелов приводит к большему эффекту вторичного дробления, чем в случае столкновения капель при параллельной работе форсунок.

3. Влияние перепада давления жидкости в форсунке на эффект вторичного дробления усиливается по мере укрупнения исходного дисперсного состава капель.

4. При соответствующем оптимальном размещении распылителей представляется возможным за счет вторичного дробления капель при взаимодействии факелов увеличить контактную поверхность тепло- и массообмена на 30...40 % без дополнительных энергозатрат на диспергирование.

Перейдем к рассмотрению расчетной схемы исследования процесса взаимодействия факелов, оговорив предварительно некоторые положения. Коллективное столкновение капель, двигающихся в пересекающихся факелах, представляет собой сложный физический процесс, зависящий от многочисленных факторов и ряда элементарных, неподдающихся теоретическому описанию. В связи с этим построение математической модели неизбежно должно включать некоторые закономерности, полученные экспериментально. В общем случае возможны два подхода к решению поставленной задачи — статистический и фенологический.

В первом случае на основании информации о механизме разрушения капли в зоне пересечения факелов и расчета вероятности столкновений устанавливается функция распределения капель по размерам в дисперсном потоке, вышедшем из зоны взаимодействия.

Второй подход позволяет решить ту же задачу, рассматривая процесс трансформации кинетической энергии капель (в зоне взаимодействия) в поверхностную энергию без сведений о механизме дробления капель и способах его математического описания.

Применительно к статистическому подходу определяющей закономерностью, теоретическое описание которой не представляется возможным, является функция распределения «осколков» при дроблении единичной капли.

Так, в работе [59], посвященной неравновесному двухфазному течению с коагуляцией и дроблением частиц конденсата при истечении из сопел, разработана расчетной методики в существенной мере базировалась на экспериментально установленной закономерности дробления одиночной крупной капли «мишени» при столкновении с потоком мелких капель «снарядов». Установлено, что независимо от критерия Рейнольдса «снарядочных капель», критерия Лапласа и соотношения размеров «снаряда» и «мишени» распределение осколков по размерам подчиняется нормально-логарифмическому закону и счетная дифференциальная функция распределения имеет вид

$$n(\delta) = (V\sqrt{2\pi} \cdot \delta \ln \sigma^{-1} \exp - \left[\frac{(\ln \delta - \ln \langle \delta \rangle)^2}{2 \ln^2 \sigma} \right]), \quad (4.1)$$

где δ — отношение размеров осколка и снаряда; $\ln \langle \delta \rangle = -0,83$; $\sigma = 0,598$.

Однако применительно к поставленной нами задаче использование приведенного результата ограничивается двумя обстоятельствами. О малой скорости мишени, а следовательно, и повышенной ее устойчивости говорилось в начале этой главы. Второе обстоятельство заключается в следующем. В работе [59] отмечается, что проекция начальной скорости осколков на направление скорости «снарядов» может быть как положительной, так и отрицательной, т. е. возможны любые направления их движения. При коллективных взаимодействиях это затрудняет как определение вероятности столкновения осколков различных капель между собой, так и столкновение осколков с другими нераспавшимися каплями. Таким образом, возможны вторичные, третичные и т. д. взаимодействия, для которых нельзя предсказать размеры «снаряда», а следовательно, и применить уравнение (4.1).

С помощью счетно-импульсного метода исследовался дисперсный состав осколков, образованных в результате аэродинамического разрушения капли, что позволило разработать математическую модель процесса очистки и охлаждения газа в скруббере Вентури [11].

При этом установлено, что нормированная функция плотности объемного распределения осколков по размерам имеет вид

$$v(D) = 11,44\delta^{1,25} \cdot \exp(-5,05\delta^{2,25}). \quad (4.2)$$

где δ — отношение размера осколка к размеру исходной капли. Как и в случае распада сталкивающихся капель [59], при аэродинамическом дроблении функция (4.2) также имеет универсальный характер и не зависит от размера исходных капель и скоростного режима. Очевидно, что в зоне пересечения факелов вторичное дробление происходит в результате непосредственного соударения и под действием аэродинамических сил. Следовательно, учитывая отмеченную в подразд. 1.4 возможность описания одного и того же дисперсного состава функциями различного вида, а также отмеченную универсальность соотношений (4.1), (4.2), можно полагать, что существует принципиальная возможность в случае элементарных актов разрушения одиночной капли представить распределение осколков по размерам уравнением одного и того же вида, независимо от физической природы причин ее разрушения.

Однако при коллективном столкновении, осложненном неизбежными многократными взаимодействиями капель, продуктов их распада и слияния, возможность существования такой универсальной функции и тем более универсальной ее параметризации является самостоятельной задачей. В связи с этим предпочтение было отдано феноменологическому подходу к решению задачи.

Очевидно, что практический интерес представляет тот диапазон режимов пересечения факелов, при котором конечным эффектом взаимодействия будет преимущественно вторичное дробление капель, т. е. увеличение их суммарной поверхности тепло- и массообмена. Поэтому будем считать, что при указанном диапазоне режимных и геометрических параметров взаимодействия эффектом коагуляции, возможным при некоторых элементарных контактах между каплями или их продуктами распада, можно пренебречь.

В таком случае рост общей поверхности капель в результате их коллективных столкновений безусловно связан с увеличением суммарной поверхностной энергии дисперсной среды на величину, определяемую уравнением

$$\Delta E_F = \sigma_k \Delta F_k, \quad (4.3)$$

где σ_k — коэффициент поверхностного натяжения; ΔF_k — приращение суммарной поверхности капель. При этом естественно предположить, что приращение поверхностной энергии пропорционально убыли кинетической энергии ΔE_k капельных потоков в зоне взаимодействия, т. е.

$$\Delta E_F = k_1 \Delta E_k, \quad (4.4)$$

где k_1 — некий коэффициент пропорциональности.

Рассмотрим схему встречного расположения центробежных форсунок (рис. 4.1), где представлен продольный разрез потоков капель вертикальной плоскостью, проходящей через линию симметрии $\Phi_1\Phi_2$, которая соединяет вершины факелов Φ_1 , Φ_2 .

Вдоль некоторой оси Φ_1x в области взаимодействия $abcd$. выделим некоторый элементарный слой толщиной dx , для которого условие «поглощения» кинетической энергии запишем в виде

$$\frac{dE_k}{E_k} = \frac{dx}{l}, \quad (4.5)$$

где l — некоторая эффективная толщина слоя, на которой кинетическая энергия капельного потока уменьшается на E_k единиц. Если на границе ad зоны взаимодействия кинетическая энергия равна E_{k0} и $x = 0$, то интегрирование (4.5) дает

$$E_k(x) = E_{k0}e^{-x/l}, \quad (4.6)$$

а убыль кинетической энергии в слое толщиной l

$$\Delta E_k(x) = E_{k0}(1 - e^{-x/l}). \quad (4.7)$$

Так как дополнительное дробление капель в зоне $abcd$ возникает в связи с относительным движением взаимодействующих потоков, и убыль кинетической энергии необходимо рассматривать применительно к относительному движению. Полагая, что модули осредненных скоростей первого и второго капельных потоков равны ($|W_1| = |W_2| = W$), получаем

$$E_{k0} = \frac{M}{2} (W_1 - W_2)^2 = \frac{M}{2} (2W^2 - 2W^2 \cos^2 \bar{\theta}) = MW^2(1 - \cos^2 \bar{\theta}). \quad (4.8)$$

Если под величиной ΔE_F в уравнении (4.3) будем понимать приращение поверхностной энергии в обоих факелах идентичных форсунок, то величина M в (4.8) есть удвоенный расход жидкости M_0 , распыляемой одной форсункой. Осредненную скорость капель \bar{W} найдем как

$$\bar{W} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{l=n} M_i W_i, \quad (4.9)$$

где M_i — расход, приходящийся на i -й интервал разбиения приведенной функции распределения объемов капель по диаметрам $v(D)$,

$$M_i = M_0 \int_{D_i - \Delta D/2}^{D_i + \Delta D/2} \bar{v}(D) dD,$$

а W_i — скорость i -го разряда капель на границе ad , определяемая из уравнения движения (3.1). Среднеинтегральное значение угла $\bar{\theta}$

в уравнении (4.8) получим из уравнения

$$\theta = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \theta d\beta = 180 - (\gamma_1 + \gamma_2), \quad (4.10)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \beta$ — углы, показанные на рис. 4.1. Согласно рисунку значение x различно в разных зонах области $abcd$ и может изменяться от dc до ab .

Как показали многочисленные измерения, величина $\gamma_2 - \gamma_1$ изменяется в пределах от 10 до 15 градусов. В связи с этим без заметной погрешности в качестве среднего значения x можно принять среднеарифметическое значение между длинами dc и ab . Из геометрии рассматриваемой области следует

$$\bar{x} = 0,5L \left[\sin \gamma_2 \left(\frac{1}{\sin(\gamma_1 + \gamma_2)} + \frac{1}{\sin 2\gamma_2} \right) - \sin \gamma_1 \left(\frac{1}{\sin 2\gamma_1} + \frac{1}{\sin(\gamma_1 + \gamma_2)} \right) \right]. \quad (4.11)$$

Обратимся теперь к вычислению эффективной толщины слоя в уравнении (4.7), воспользовавшись формальной аналогией между процессом соударения молекул в газе [50] и коллективным взаимодействием капель и продуктов их распада в зоне пересечения факелов.

Очевидно, что если z — среднее количество соударений капель в единицу времени τ и \bar{W} — средняя скорость их относительного движения, то с точностью до некоторого постоянного множителя K_2 можно полагать

$$d(1/l) = (dz/\bar{W}) K_2. \quad (4.12)$$

Выберем теперь некоторую каплю с произвольным диаметром D_1 , принадлежащую потоку из первой форсунки, и будем рассматривать движение всех капель, продуцированных второй форсункой, относительно этой выбранной. Тогда, пользуясь указанной аналогией, процесс столкновения капель можно характеризовать так называемым «эффективным сечением» [50]:

$$v = \frac{\pi}{4} (D_1 + D_2)^2, \quad (4.13)$$

где D_2 — капля произвольного диаметра из потока второй форсунки. Тогда приращение общего количества соударений капли D_1 со всеми каплями D_2 запишем в виде

$$dz d\tau = \bar{W} v d\tau N f(D_2) dD_2. \quad (4.14)$$

где N — среднее количество капель в единице объема зоны взаимодействия $abcd$; $f(D_2)$ — нормированная дифференциальная функция плотности распределения количества капель по размерам.

Учитывая теперь взаимодействия всех капель первой форсунки со всеми каплями второй и используя выражения (4.13), (4.14) в (4.12), получаем

$$\frac{l}{T} = \frac{N\pi}{4} \int_0^{D_{\max}} \int_0^{D_{\max}} (D_1 + D_2)^2 f(D_1) f(D_2) dD_1 dD_2. \quad (4.15)$$

При этом в общем случае в соответствии с (1.34) $f(D) = \frac{\alpha^3}{2} D^2 K_1(\alpha D)$. Так как $D_1 = D_{\max} y_1$, а $D_2 = D_{\max} y_2$, $f(D) \sim \Psi(D/D_{\max})$, запишем

$$\frac{1}{l} = K_2 \frac{N\pi D_{\max}^2}{4} \int_0^1 \int_0^1 (y_1 + y_2)^2 \Psi(y_1) \Psi(y_2) dy_1 dy_2,$$

т. е. $\frac{1}{l} = K_3 N D_{\max}^2$ (4.16). Используя выражения (4.3), (4.4), (4.7), (4.8), (4.16), а также учитывая в уравнении (4.7) при $x \ll l$ и $\Delta E_k \ll E_{k0}$, $e^{-x/l} \approx 1 - x/l$, получаем, что приращение суммарной поверхности капель в результате взаимодействия факелов форсунок равно

$$\Delta F_k = k M \bar{W}^2 (1 - \cos \bar{\theta}) \bar{x} N D_{\max}^2 \sigma_k^{-1}, \quad (4.17)$$

где $k = k_1 k_2 k_3$. В соответствии с уравнением (1.42), полученным в подразд. 1.2, находим

$$D_{\max \Phi}^2 = 49/\alpha_0^2, \quad (4.18)$$

где α_0 — параметр функции распределения объемов капель по размерам в сечении факела перед областью взаимодействия. Концентрация капель в объеме фигуры с поперечным сечением $abcd$ определяется в соответствии с методикой, представленной в подразд. 3.5. При этом объем пространства взаимодействия

$$V = \frac{\pi L^3 t}{12} [(2 - t) \operatorname{tg}^2 \gamma_2 - (2 + t) \operatorname{tg}^2 \gamma_1], \quad (4.19)$$

где

$$t = \frac{\operatorname{tg} \gamma_2 - \operatorname{tg} \gamma_1}{\operatorname{tg} \gamma_2 + \operatorname{tg} \gamma_1}. \quad (4.20)$$

Уравнение (4.17) включает все исходные режимные и геометрические факторы, определяющие производительность, дисперсный состав, геометрию факела и расстояние между форсунками. Учет в нем всех факторов, определяющих условие однозначности, позволяет предположить, что коэффициент пропорциональности k должен обладать достаточной устойчивостью при изменении режима работы распылителей и их взаимного расположения.

Указанный коэффициент может быть найден из эксперимента следующим образом. Если F_1 , F_2 — суммарная поверхность капель до

и после зоны пересечения факелов, используя уравнение (2.30) $F = 2,53 \cdot 10^3 \alpha M_0 \rho_{ж}^{-1}$, можно представить действительное приращение поверхности ΔF_d в виде

$$\Delta F_d = F_2 - F_1 = 2,53 \cdot 10^3 M_0 \rho_{ж}^{-1} (\alpha_2 - \alpha_1), \quad (4.21)$$

где α_1 , α_2 — соответствующие параметры функции распределения, установленные экспериментально. Следовательно, искомый коэффициент

$$k = 2\Delta F_d / M \bar{W}^2 (1 - \cos \bar{\theta}) x \bar{N} D_{\max}^2. \quad (4.22)$$

Обработка большого количества измерений и расчеты, выполненные по уравнению (4.22), позволили установить, что коэффициент k остается устойчивым при изменении расстояния между форсунками L , перепада давления Δp и параметра α_1 в исходной (до взаимодействия) функции распределения капель по размерам. Так, в диапазоне $50 \leq L \leq 300$ мм, $0,1 \leq \Delta p \leq 0,2$ МПа и $1,2 \leq \alpha \leq 6$ /мм среднее значение коэффициента $k = 1,67$. При этом максимальное отклонение от среднего значения k не превышает 15 %.

Используя соотношение (2.30) и полученное уравнение (4.17), можно расчетным путем установить трансформированную функцию распределения капель по размерам, определив параметр этой функции,

$$\alpha_2 = \alpha_1 + \frac{\Delta F_{к\rho_{ж}}}{2,53 \cdot 10^3 M_0}. \quad (4.23)$$

Рассмотрим теперь схему параллельной работы форсунок, размещенных по схеме № 1 (см. рис. 4.1). При этом уравнение (4.17) остается справедливым, однако в расчетной модели необходимо учесть две особенности, связанные с геометрией области взаимодействия факелов.

Первая, наиболее простая особенность, заключается в том, что, в отличие от схемы взаимовстречной работы форсунок, в рассматриваемом теперь случае, в зоне пересечения факелов, проходит лишь часть общего расхода M_0 , продуцируемого распылителями. Если предположить, что локальные расходы жидкости распределяются по окружности равномерно, указанная часть расхода M_β будет соответствовать максимальному углу перекрытия факелов β' , определяемому по поперечному сечению области взаимодействия (см. рис. 4.1). При этом $M_\beta = \beta' M_0 / 360$. Если имеются экспериментальные данные о степени неравномерности расхода жидкости по окружности факела, привязанные к координате входа жидкости в камеру закручивания, можно не только соответствующим образом уточнить значение M_β , но и решить некоторую практическую задачу. Последнее связано с тем, что при формировании оросительной системы контактного теплообменника центробежные форсунки следует располагать таким образом,

чтобы область пересечения факелов соответствовала секторам с максимальными локальными расходами M_β . При этом большие части расходов капель подвергаются дополнительному дроблению, обеспечивая максимальное приращение поверхности теплообмена, интенсивность самого процесса дробления повышается, так как области максимальных расходов (см. подразд. 2.1) соответствует и области более грубодисперсного распыла жидкости.

Вторая особенность рассматриваемой схемы состоит в том, что объем пространства взаимодействия потоков капель, необходимый для определения концентрации N , представляет собой сложную геометрическую фигуру. В результате громоздких преобразований для вычисления указанного объема удалось получить выражение

$$\begin{aligned}
 V(h) = & \frac{2}{3} \left[\lambda^2 h^3 \arccos \frac{L}{2\lambda h} + \frac{L^3}{8\lambda} \arccos h^2 \frac{2\lambda}{L} - \right. \\
 & \left. - Lh \sqrt{\lambda^2 h^2 - L/4} \right] - \frac{2}{3} h^3 \left[\lambda^2 \arccos \frac{L^2 + (\lambda^2 - \mu^2) h^2}{2L\lambda h} + \right. \\
 & \left. + \mu^2 \arccos \frac{L^2 - (\lambda^2 - \mu^2) h^2}{2L\lambda h} \right] + \frac{5}{9} (\lambda^2 - \mu^2) h^2 \sqrt{(h^2 - h_1^2)(h_2^2 - h^2)} + \\
 & + \frac{4}{9} L^2 \frac{\lambda^2 + \mu^2}{\lambda^2 - \mu^2} \int_{h_1}^h \frac{dz}{[(z^2 - h_1^2)(h_2^2 - z^2)]} - \frac{4}{9} \frac{L^4}{\lambda^2 - \mu^2} \int_{h_1}^h \frac{dz}{[(z^2 - h_1^2)(h_2^2 - z^2)]^{1/2}},
 \end{aligned} \quad (4.24)$$

где $\mu = \operatorname{tg} \gamma_1$; $\lambda = \operatorname{tg} \gamma_2$; $h = L/2\lambda$; $h_1 = L/(\lambda + \mu)$; $h_2 = L/(\lambda - \mu)$; $z = h\lambda$.

При этом

$$\int_{h_1}^h \frac{z^2 dz}{[(z^2 - h_1^2)(h_2^2 - z^2)]^{1/2}} = h_2 [E(\alpha) - E(\varphi/2)]; \quad (4.25)$$

$$\int_{h_1}^h \frac{dz}{[(z^2 - h_1^2)(h_2^2 - z^2)]^{1/2}} = \frac{1}{h_2} [K - F(\varphi/2)], \quad (4.26)$$

где $E(\alpha)$ — полный эллиптический интеграл второго рода; $F(\varphi/2)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода; K — неполный эллиптический интеграл первого рода. Значения $E(\alpha)$, $F(\varphi/2)$, K определяются из таблиц [39].

Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что вторичное пересечение факелов в области ниже h_2 (см. рис. 4.1) не приводит к изменению дисперсного состава. В связи с этим можно рассматривать лишь пространство взаимодействия в заштрихованной зоне, а в уравнении (4.24) исключить все три члена, следующие за квадратной скобкой.

4.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ С СЕТОЧНЫМИ НАСАДКАМИ

Внешнее механическое воздействие металлических сеточных насадок, размещенных на пути движения капельного потока, оказывает существенное влияние на трансформацию дисперсного состава. При соответствующем сочетании геометрических и режимных параметров системы форсунка — сетка в ряде случаев представляется возможным в два—четыре раза увеличить суммарную поверхность капель за счет их вторичного дробления без дополнительных энергозатрат извне.

Количественная оценка указанного эффекта вторичного дробления выполнена нами впервые [21]. Подробный анализ опубликованных отечественных и зарубежных источников не позволил обнаружить сведений не только о «деталях» процесса взаимодействия капельной среды с сеткой, но и о постановке такой задачи вообще.

Вместе с тем, в результате реализации этого процесса применительно к камерам орошения кондиционеров воздуха, башенным градирням и брызгальным бассейнам ТЭС и АЭС удалось значительно повысить эффективность работы указанных объектов. Этим обусловлен наш интерес к исследованию взаимодействия капельного потока с сеточными насадками в целях отыскания оптимальных инженерных решений.

Рассмотрим вначале основные результаты эксперимента, анализ которых позволил представить физическую модель процесса. В первом цикле опытов использовалась механическая двухзаходная центробежная форсунка с диаметром сопла 14 мм и диаметром камеры закручивания 36 мм. При этом сетка устанавливалась на некотором расстоянии от устья форсунки (рис. 4.3). Все результаты исследования дисперсного состава получены с помощью счетно-импульсного метода измерения размеров капель.

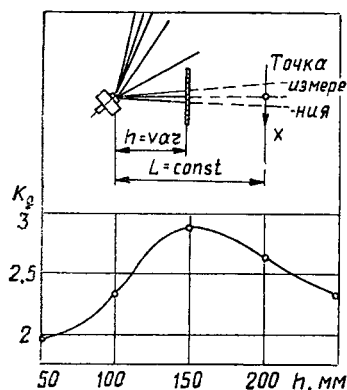
Для количественной оценки эффекта вторичного дробления будем, как и в случае исследования взаимодействия факелов, использовать коэффициент дробления k_d .

Первая группа опытов посвящена изучению влияния расстояния сетки h от устья форсунки на значение k_d . При этом все измерения размеров капель выполнялись в точке, соответствующей максимуму локального расхода, удаленной на расстояние $L = 300$ мм. Согласно рис. 4.3 при минимальном расстоянии h удаление сетки вначале приводит к усилению вторичного дробления, а после достижения некоторого максимального уровня дальнейшее увеличение h связано с падением коэффициента k_d .

Во второй группе опытов (рис. 4.4) измерения размеров капель выполнялись в той же точке, что и в первой при $h = 150$ мм. Эффект вторичного дробления оказывается максимальным при вполне определенном значении размера ячейки δ , причем максимум зависимости $k_d(\delta)$ выражен достаточно однозначно.

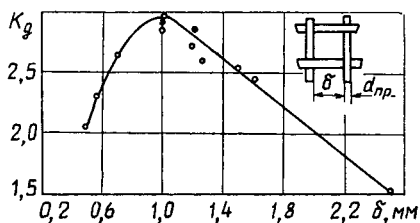
Третья группа измерений выполнялась с целью изучения влияния воздействия сеток на структуру дисперсного потока в его поперечном сечении. Результаты опытов, полученных при $h = 150$ мм и $L = 300$ мм, показаны на рис. 4.5. Здесь можно отметить три наиболее существенные особенности.

Во-первых, сравнение кривых 1, 2 изменения модальных размеров ка-

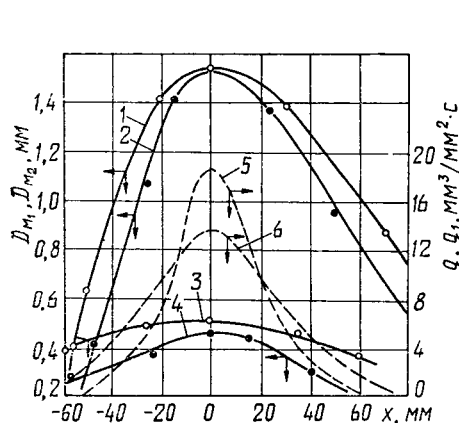


4.3. Влияние расстояния h на коэффициент дробления. Зависимость

4.4. Зависимость коэффициента дробления k_g от размера сетки δ



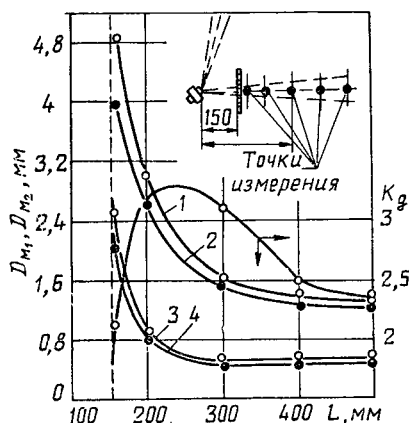
пель в невозмущенном факеле с соответствующими кривыми 3, 4 показывает, что наиболее эффективно происходит дробление крупных капель,двигающихся в области максимальных плотностей оро-



4.5. Воздействие сетки на структуру дисперсного потока ($h = 150$ мм, $h = 300$ мм):

1, 3 — $\Delta p = 0,1$ МПа; 2, 4 — 0,2; 5, 6 — 0,1

4.6. Изменение дисперсного состава по длине факела

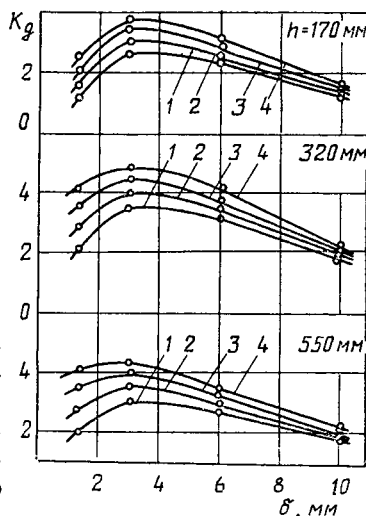


шения g . Во-вторых, воздействие сетки приводит к существенному выравниванию дисперсного состава в поперечном сечении. Так, если

в невозмущенном факеле модальные размеры капель изменяются по сечению более чем в четыре раза, то в случае постановки сетки это изменение составляет лишь порядка 30 %. На внешней границе сечения факела, где в невозмущенном потоке располагаются капли минимальных размеров, воздействие сетки может либо вовсе не оказывать влияния, либо привести к укрупнению капель, т. е. вызвать локальную коагуляцию. В-третьих, сравнение кривых 5, 6 изменения плотностей орошения g показывает, что влияние сетки приводит к более равномерному (кривая 6) распределению капельных масс по сечению факела.

В четвертой группе опытов (рис. 4.6) изучалось влияние сетки на изменение дисперсного состава по длине факела. Здесь наблюдаются две особенности. Во-первых, по сравнению со случаем невозмущенного движения капель в факеле (кривые 1, 2) зона стабилизации дисперсного состава наступает на расстоянии порядка 500 мм, т. е. более чем в полтора раза превышающем соответствующее расстояние при воздействии сеток (кривые 3, 4). И, во-вторых, в соответствии с кривой k_d (1) на сетке происходит скачкообразный процесс примерно двухкратного уменьшения размеров капель, после чего процесс возбуждения дисперсной среды не только не уменьшается, но даже несколько усиливается (k_d растет). На определенном расстоянии от сетки эффект вторичного дробления достигает максимума, затем наступает спад с последующей стабилизацией.

Все представленные результаты получены при работе центробежной двухзаходной форсунки УЦ с диаметром сопла 14 мм при модальном диаметре исходной функции распределения объемов капель по размерам, равном примерно 1,5 мм, т. е. для дисперсной среды средней крупности распыла. В связи с этим пятая группа опытов выполнена с использованием центробежной форсунки большой производительности с диаметром соплового отверстия 25 мм и диаметром камеры закручивания 140 мм. При этом модальный диаметр капель в исходной функции распределения составлял примерно 4 мм. Таким образом можно было установить влияние дисперсного состава потока капель на интенсивность их дробления при взаимодействии с сеткой. Каждая группа кривых получена при соответствующем расстоянии h сетки от устья форсунки в диапазоне изменения перепада давления жидкости Δp от 0,04 до 0,1 МПа, рис. 4.7.

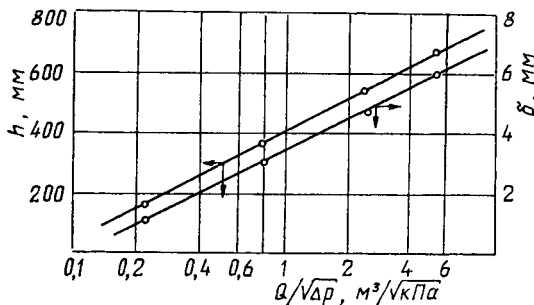


4.7. Влияние величин h , δ на коэффициент k_g при различных перепадах давления Δp :

1 — $\Delta p = 0,04$ МПа; 2 — 0,06; 3 — 0,08; 4 — 0,1

При сохранении общего характера закономерностей относительно существования оптимальных величин h и размера ячейки δ сравнение опытных данных, полученных для двух указанных распылителей, позволяет установить следующее: по мере укрупнения исходного спектра размеров капель максимальный эффект вторичного дробления наступает при больших расстояниях h и размерах ячейки δ . Так, при $D_m = 1,5$ мм оптимальные значения $h = 150$ мм и $\delta = 1$ мм, а при $D_m = 4$ мм — 330 и 3 мм соответственно.

Кроме того, еще раз подтвердилось мнение, согласно которому вторичное дробление крупных капель приводит к более высоким значениям коэффициента k_d . Действительно, при $D_m = 1,5$ мм $k_{d \max} = 3$, в то время как при $D_m = 4$ мм $k_{d \max} = 6$.



4.8. Оптимальные значения h , δ в зависимости от приведенной производительности форсунки

Результаты, показанные на рис. 4.7, позволяют, помимо уже отмеченных фактов, установить и влияние перепада давления жидкости. Во всех случаях при увеличении Δp усиливается эффект вторичного дробления, причем чем более грубодисперсна среда, тем значительнее влияние.

На основании результатов анализа пяти групп опытов построена некоторая обобщающая зависимость оптимальных значений h и δ в функции приведенной производительности распылителя $Q_0/\sqrt{\Delta p}$ (рис. 4.8). Представленные результаты (помимо их прямого практического значения для инженерных решений) показывают, что при повышении удельной производительности распылителя аналогично влиянию укрупнения размеров капель увеличиваются оптимальные значения h и δ .

Используя данные опытов, попытаемся представить физическую модель процесса взаимодействия дисперсной среды с сеточными насадками. При этом последовательно рассмотрим влияние размера ячейки сетки δ и расстояния ее от устья форсунки h .

В связи с дискретным характером движения капельной среды и ячеистой геометрией каркаса сетки столкновение одиночной капли с ее элементами является случайным процессом. Если f — площадь геометрического места центров капель, не соударяющихся с проволокой сетки, а S — площадь просвета в ячейке сетки, очевидно, что вероятность несоударения капель с сеткой P_n равна f/S . Так как $S = \delta^2$, а $f = (\delta - D)^2$, вероятность столкновения $P_c = 1 - P_n$, т. е.

$$P_c = D(2\delta - D) / \delta^2, \quad (4.27)$$

откуда следует, что $P_c = 1$ при $D/\delta = 1$. Этот в общем очевидный результат побудил сравнить оптимальные размеры ячейки δ с модальным диаметром капель функции $v(D)$. Используя результаты, показанные на рис. 4.9, и данные измерений дисперсного состава, удалось установить, что максимальное значение коэффициента дробления k_d (независимо от типа и производительности форсунки) имеет место в случае, когда с точностью до $\pm 15\%$ $D_m/\delta = 1,2$.

То обстоятельство, что при $\delta > D_m$ коэффициент k_d уменьшается, легко объясняется уменьшением вероятности столкновения P_c . Однако снижение эффекта дополнительного дробления при $\delta < D_m$ обусловлено, как показали визуальные наблюдения, образованием на поверхности сетки блуждающих зон водяной пленки. Естественно, пленка способствует поглощению мелких фракций капель, оказывает тормозящее воздействие на крупнодисперсную часть капель, что, в итоге, приводит к снижению дополнительного дробления. Опыты показали, что интенсивность образования пленки уменьшается по мере увеличения отношения δ/D_m .

Таким образом, сетка, для которой $D_m/\delta = 1,2$, является тем оптимальным вариантом, когда при вероятности столкновения капель $D_m \leq D \leq D_{\max}$, равной единице, и прочих одинаковых условиях минимальным оказывается отрицательное влияние процесса образования пленки.

Рассмотрим теперь влияние расстояния сетки h от устья форсунки. Очевидно, что при движении капель равновероятны случаи их центрального удара в цилиндрическую поверхность проволоки сетки и ударов, последствием которых является отражение в область за сеткой с определенной поперечной составляющей скорости. Последнее может приводить к взаимному соударению отраженных капель за сеткой, следствием которого может быть как дробление, так и слияние этих капель. Попутно заметим, что обнаруженное в эксперименте выравнивание локальных значений плотности орошения и дисперсного состава, по-видимому, обусловлено эффектом отражения капель и поперечным их смещением относительно направления движения до сетки.

Анализ функции распределения $v(D)$ за сеткой показывает, что наряду с каплями, модальный диаметр которых значительно уменьшился в результате дополнительного дробления, существуют и капли, диаметр которых превышает размер сетки δ . Следовательно, одновременно с дроблением происходит и противоположный процесс — коагуляция капель. При этом в связи со сложным пространственным характером движения капель возможны и взаимная коагуляция отраженных капель, и слияние отраженных с прошедшими сквозь сетку без касания. Можно полагать, что экстремальный характер зависимости $k_d(h)$ является результатом проявления указанных двух противоположных процессов.

Из известного [70] упрощенного уравнения процесса коагуляции

$dn/d\tau = -kn^2$ (4.28) следует, что с точностью до некоторой константы коагуляции скорость уменьшения числа капель n пропорциональна n^2 . В подразд. 3.5 было показано, что счетная концентрация капель, определяющая интенсивность коагуляции, однозначно связана с плотностью орошения g , т. е. (применительно к рассматриваемому случаю) с объемным расходом диспергированной жидкости, приходящимся на единицу поверхности сетки.

Как отмечалось в подразд. 2.3, многочисленными опытами установлена существенная взаимосвязь дисперсного состава и плотности орошения, что подтверждает определяющую роль этой величины в развитии коагуляционных процессов.

С другой стороны, так как трансформация дисперсного состава на сетке связана с механическим разрушением капли, одним из основных факторов, определяющих импульс деформирующей силы, является скорость, с которой капля взаимодействует с сеткой. Вместе с тем по мере увеличения расстояния h происходит одновременное уменьшение плотности орошения и скорости капель.

Учитывая роль обоих факторов — плотности орошения, определяющей коагуляцию и скорости капель, определяющей разрушение капли, можно полагать, что максимальное значение коэффициента k_d должно иметь место при максимальном значении безразмерного отношения W_k/g . Но среднее значение W_k (при заданной стартовой скорости капель и расстоянии h) зависит от дисперсного состава, который, в свою очередь, достаточно тесно связан с плотностью орошения g . Последнее дает основание предполагать, что так как по мере увеличения h (и связанного с этим уменьшения g) роль коагуляции снижается, независимо от режимно-геометрических параметров распылителя существует такое пороговое значение g_n , за которым дальнейшее уменьшение плотности орошения приводит к пренебрежимо малому влиянию коагуляции. В соответствии с этим предположением оптимальным должно быть такое расстояние h , которому соответствует значение g_n .

Тогда при заданной производительности распылителя Q_0 , внешнем γ_1 и внутреннем γ_2 углах раскрытия факела плотность орошения

$$g = Q_0/\pi h^2 (\operatorname{tg}^2 \gamma_1/2 - \operatorname{tg}^2 \gamma_2/2). \quad (4.29)$$

Результаты, представленные на рис. 4.8, и расчеты, выполненные по уравнению (4.29) для различных форсунок и режима их работы, позволили установить, что оптимальному значению h с точностью $\pm 15\%$ соответствует одна и та же пороговая плотность орошения $g_n = 125 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$. Таким образом, правомерность сделанного предположения подтвердилась.

Следовательно, при увеличении расстояния от устья форсунки до сетки в области $h < h_{\text{опт}}$ определяющим фактором является уменьшение плотности орошения, а в области $h > h_{\text{опт}}$ — снижение средней скорости капель.

Проведенный анализ физической модели процесса позволяет сделать два основных вывода: оптимальный размер ячейки сетки

$$\delta_{\text{опт}} = 0,835D_{m1}, \quad (4.30)$$

а оптимальное расстояние сетки от устья форсунки определим с учетом (4.29):

$$h_{\text{опт}} = [Q_0/\pi g_n (\text{tg}^2 \gamma_1/2 - \text{tg}^2 \gamma_2/2)]^{0.5}. \quad (4.31)$$

На основании полученных результатов перейдем к формированию математической модели процесса, реализация которой позволит определить функцию распределения капель $\bar{U}_2(D)$ после взаимодействия их с сеткой и соответственно установить приращение поверхности тепло- и массообмена.

В соответствии с рассмотренными представлениями о факторах, определяющих взаимодействие дисперсной среды с сеточной насадкой, построение расчетной схемы должно в общем случае включать математическое описание механизма коагуляции, процесса образования пленки жидкости и механизма силового взаимодействия капель с поверхностью пленки и каркасом сетки.

К настоящему времени известны решения задач о коагуляции капель, разработанные М. Смолуховским применительно к изодисперсным системам, развитые Н. Туницким для полидисперсного состава частиц и получившие в дальнейшем применение в работе В. Дунского [43], в которой рассматривается влияние коагуляции на распыливание жидкости форсунками.

Общим допущением, принимаемым в указанных работах, является предположение о том, что слияние частиц происходит при каждом контакте капель. Поэтому в выражении для константы коагуляции коэффициент эффективности слияния принимается равным единице. Однако, несмотря на то что еще в 1946 г. в исследованиях Б. Дерягина и П. Прохорова [40] экспериментально были установлены причины неслияния капель, пришедших в соприкосновение, а в 1955 г. Н. Тверская сделала попытку количественной оценки этого процесса. Зависимости для определения коэффициента эффективности в случае произвольного сопряжения траекторий сталкивающихся капель (что имеет место в пространстве за сеткой) нам неизвестны. В связи с этим использование разработанной методики расчета коагуляции применительно к поставленной задаче (в рамках обычно принимаемого допущения о коэффициенте эффективности) представляется неоправданным, так как степень усложнения математической модели не компенсируется повышением точности решения.

Состояние сведений о таких процессах, как формирование пленки жидкости на поверхности сетки и взаимодействие капель с пленкой, находится лишь в начальной стадии накопления некоторых экспериментальных фактов, что практически исключает возможность даже упрощенного теоретического их описания.

В связи с этим рассмотрим трансформацию дисперсного состава при оптимальном размере ячейки сетки δ и оптимальном ее удалении от форсунки h , когда эффектом коагуляции и влиянием образования пленки жидкости можно пренебречь.

В такой постановке задача сводится к отысканию возможности теоретического описания механизма дробления капель при соответствующей вероятности их столкновения с каркасом сетки. При этом отыскание решения определяется двумя самостоятельными частями задачи.

При столкновении капли с твердой поверхностью степень ее деформации и возможные последствия изменения формы определяются, по-видимому, соотношением между силой удара, с одной стороны, и силами поверхностного натяжения и вязкости, с другой. Если допустить, что потеря устойчивости формы капли не зависит от природы деформирующей силы, то, естественно, возникает аналогия между рассматриваемым случаем и распадом капли в потоке газа под действием аэродинамических сил.

Следуя этой аналогии, можно было бы (для решения первой части задачи) воспользоваться соответствующим критериальным уравнением для критического числа Вебера [63] и, определив из дифференциального уравнения движения капель распределение их скоростей по размерам при подходе к сетке, найти критический размер $D_{кр}$, а следовательно, и ту часть капель (в интервале от D_{max} до $D_{кр}$), которые подвергаются дроблению.

В случае физической оправданности такого подхода дальнейшее решение второй части задачи уже определялось бы лишь возможностью описания функции распределения продуктов распада капли по размерам.

Однако даже для условий дробления капель в газовом потоке (более простых, чем в рассматриваемом случае) значения критического числа Вебера могут изменяться в два-три раза. При этом, как показано А. Ажибековым [1], обычно рекомендуемые числа $9 \leq We_{кр} \leq 18$ является лишь наиболее вероятными, поэтому возможный диапазон изменения этих чисел значительно шире указанного. Естественно, что лишь качественная аналогия между процессом разрушения капли в газовом потоке и при ударе о поверхность сетки не дает оснований для использования соответствующих количественных соотношений, тем более не однозначных даже для процесса распада капли под действием аэродинамических сил.

В рассмотренной ситуации для решения первой части задачи представляется целесообразным принять следующее допущение. Будем считать, что капли всех размеров, пришедшие в соприкосновение с сеткой подвергаются дроблению. Однако доля разрушившихся капель данного разряда размеров равна вероятности их соударения с сеткой.

При отсутствии какой-либо дополнительной количественной информации такое допущение автоматически учитывает и тот факт, что

по мере уменьшения размера капли она становится более устойчивой и вероятность ее разрушения уменьшается.

Универсальность функции $v(D)$, рассмотренная в подразд. 1.4, где была доказана ее справедливость для описания дисперсного состава применительно к практически всем способам диспергирования (включая, кстати, и дробление капель на сетках), позволила для решения второй части задачи тоже использовать соответствующее допущение. Так как параметр функции распределения $v(D)$ связан (как показано в подразд. 1.2) с максимальным диаметром капель D_{\max} простой формулой $\alpha D_{\max} = 7$, примем, что капли любой i -й фракции с интервалом размеров $D_{i-\Delta D/2} \cdots D_{i+\Delta D/2}$ дробятся при столкновении с сеткой таким образом, что распределение объемов осколков по размерам подчиняется уравнению

$$v(D)_i = \frac{2}{3\pi} \alpha_i^4 D^3 K_1(\alpha_i D), \quad (4.32)$$

а параметр распределения этой функции $\alpha_i = 7/D_i$ (4.33). Обозначим искомую функцию распределения капель за сеткой через $v_2(D)$, а функцию, соответствующую дисперсному составу перед сеткой, через $v_1(D)$. С учетом допущений (4.32), (4.33) определим вероятность образования капли с размером D из капель в интервале $D_i, D_i + dD$:

$$\frac{2}{3\pi} \left(\frac{7}{D_i}\right)^4 D^3 K_1\left(\frac{7D}{D_i}\right) dD_i. \quad (4.34)$$

Прежде чем перейти к дальнейшему решению, сделаем одно замечание. Аналогия между рассматриваемым процессом и аэродинамическим дроблением капель в потоке газа позволяет считать, что и при столкновении капли с сеткой существует такой ее критический размер $D_{\text{кр}}$, когда при $D_i < D_{\text{кр}}$ дробления не происходит. Правда, как уже отмечалось, мы не располагаем сведениями, необходимыми для определения $D_{\text{кр}}$, поэтому дальнейшее решение построим в общей форме, полагая эту величину заданной. Полученное решение легко применяется в случае, соответствующем допущению о дроблении всех разрядов капель, коснувшихся сетки с вероятностью $P(D_i)$.

С учетом сделанного замечания действительную вероятность образования капель D из капель D_i представим в виде

$$W(D_i \rightarrow D) dD_i = \frac{2}{3\pi} \left(\frac{7}{D_i}\right)^4 D^3 K_1\left(\frac{7D}{D_i}\right) P(D_i) \theta(D_i - D_{\text{кр}}) dD_i, \quad (4.35)$$

где $\theta(x)$ — функция Хевисайда, равная единице при $x > 0$ и нулю при $x < 0$.

Из закона сохранения объемов (суммарной массы) капель запишем кинетическое уравнение

$$v_2(D) dD = v_1(D) dD + u(D) dD - V(D) dD, \quad (4.36)$$

где $u(D) dD$ — приращение доли объемов капель, возникших из дробления капель, более крупных, чем D ; $V(D) dD$ — убыль доли объемов капель с размером D в результате их дробления на размеры, меньшие D . Величину $u(D) dD$ представим уравнением

$$u(D) dD = dD \int_D^{\infty} W(D_i \rightarrow D) v_2(D_i) dD_i, \quad (4.37)$$

которое описывает образование капель размером D в результате распада более крупных капель размером D_i . Убыль доли объемов капель размером D выразим зависимостью

$$V(D) dD = v_2(D) dD \int_0^D W(D \rightarrow D_i) dD, \quad (4.38)$$

описывающей распад капель данного размера D на более мелкие.

Уравнение (4.36) представляет собой уравнение стационарного баланса «потоков» объемов капель, приходящих из более крупных разрядов в данный и уходящих из последнего во все остальные, более мелкие разряды. Вероятности соответствующих переходов описываются функциями $W(D_i \rightarrow D)$, $W(D \rightarrow D_i)$ в уравнениях (4.37), (4.38). В явном виде уравнение баланса (4.36) запишем так:

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \left[\alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_D^{\infty} \left(\frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left(\frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) \theta(D_i - D_{кр}) \times \right. \\ \left. \times v_2(D_i) dD_i - v_2(D) \theta(D - D_{кр}) \left(\frac{7}{D} \right)^4 P(D) \int_0^D D_i^3 K_1 \left(\frac{7D_i}{D} \right) dD_i \right] \quad (4.39)$$

— это линейное неоднородное интегральное уравнение для $v_2(D)$. Из физических соображений очевидно, что оно должно иметь единственное решение. Последний член в правой части присутствует только для значений $D > D_{кр}$, что соответствует невозможности распада капель размером, меньшим $D_{кр}$. Соответственно во втором слагаемом правой части (4.39) нижний предел в интеграле равен D , если $D > D_{кр}$. Если же $D < D_{кр}$, то благодаря Θ -функции в подынтегральном выражении нижний предел следует заменить на $D_{кр}$.

Поэтому при $D < D_{кр}$ уравнение (4.39) имеет вид

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \left[\alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_{D_{кр}}^{\infty} \left(\frac{7}{D_i} \right)^4 K_1 \left(\frac{7D}{D_i} \right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i \right], \quad (4.40)$$

а при $D > D_{кр}$

$$v_2(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha_1^4 D^3 K_1(\alpha_1 D) + D^3 \int_D^\infty \left(\frac{7}{D_i}\right)^4 K_1\left(\frac{7D}{D_i}\right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i - \\ - v_2(D) \left(\frac{7}{D}\right)^4 P(D) \int_0^D D_i^3 K_1\left(\frac{7D_i}{D}\right) dD_i. \quad (4.41)$$

Очевидно, что с учетом сделанного допущения о дроблении всех капель необходимо выполнить решение уравнения (4.40) при условии $D_{кр} = 0$.

Для упрощения (4.41) сделаем замену переменных в интеграле, фигурирующем в последнем члене правой части, а именно положим $D_i = Dx/7$. При этом (4.41) примет вид

$$v_2(D) \left[1 + \frac{2}{3\pi} P(D) \int_0^7 x^3 K_1(x) dx \right] = \frac{2}{3\pi} \left[\alpha_1^4 D K_1(\alpha_1 D) + \right. \\ \left. + D^3 \int_D^\infty \left(\frac{7}{D_i}\right)^4 K_1\left(\frac{7D}{D_i}\right) P(D_i) v_2(D_i) dD_i \right]. \quad (4.42)$$

Чтобы решить уравнение (4.42) удобно ввести некоторые обозначения и записать его в форме для безразмерной функции распределения от безразмерной независимой переменной. Введем переменные $D = z/\alpha_1$, $D_i = t/\alpha_1$ и безразмерные функции $v_2(D) = \alpha_1 f(z)$ и $v_2(D_i) = \alpha_1 f(t)$. Кроме того, обозначим константу

$$\beta = \frac{2}{3\pi} \int_0^7 x^3 K_1(x) dx.$$

В новых переменных для функции $f(z)$ получаем линейное интегральное уравнение Фредгольма второго рода

$$f(z) = A(z) + \int_z^\infty Q(z, t) f(t) dt. \quad (4.43)$$

Свободный член в этом уравнении дается соотношением

$$A(z) = \frac{2}{3\pi} \frac{z^3 K_1(z)}{1 + \beta P(z/\alpha_1)}. \quad (4.44)$$

Ядро $Q(z, t)$ интегрального слагаемого в (4.43) имеет вид

$$Q(z, t) = \frac{2 \cdot 7^4}{3\pi} \frac{z^3}{1 + \beta P(z/\alpha_1)} \frac{K_1(7z/t)}{t^4} P(t/\alpha_1). \quad (4.45)$$

Ввиду достаточно сложного вида ядра $Q(z, t)$ нам не удалось получить явное аналитическое решение уравнения (4.43). Для численного решения область существенных значений z разобьем на $N + 1$ интервалов шириной $\Delta z = \xi$. Тогда, обозначив середины этих интервалов z_j (их количество есть N), представим интегральное уравнение (4.43) в виде неоднородной системы N алгебраических линейных уравнений:

$$f(z_j) = A(z_j) + \xi \sum_{n=1}^N Q(z_j, z_j + n\xi) f(z_j + n\xi). \quad (4.46)$$

Решая систему уравнений (4.46), получаем значения искомой функции $v_2(D_i) = \alpha_1 f(z_j)$ в N точках выбранной области $0 \leq z_j \leq 7$ ($0 \leq D \leq D_{\max}$).

Таким образом, уравнения (4.27), (4.30), (4.31), (4.41) позволяют расчетным путем (при известной производительности распылителя и дисперсном составе капель) выбрать оптимальные геометрические параметры сетки h , δ , а также установить функцию распределения капель по размерам после их вторичного дробления.

Для оценки правомерности допущений, принятых при выводе кинетического уравнения (4.41), и корректности численного решения интегрального уравнения (4.43) проведено сравнение результатов расчета и эксперимента.

$Q/\Delta p^{0,5},$ $\text{м}^3/(\text{кПа})^{0,5}$	0,25	0,42	0,64	0,80	1,42	2,53	5,47
$\frac{(f_2 - f'_2) \cdot 10^2}{f_2}, \%$	13,8	10,6	8,3	12,2	9,1	12,8	14,0

Решение системы уравнений (4.46) позволило с помощью соотношения (1.46) вычислить удельную поверхность капель f'_2 , образованную при вторичном их дроблении на сетке. По известному из эксперимента параметру функции распределения α_2 (после взаимодействия потока капель с сеткой) согласно уравнению (2.33) вычислена действительная удельная поверхность капель f_2 .

Максимальное рассогласование результатов расчета и эксперимента не превосходит 14 %. Учитывая, что удельная поверхность капель после взаимодействия с сеткой (см. рис. 4.4 и 4.7) увеличивается в три-четыре раза, такой итог можно считать удовлетворительным.



ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ФАКЕЛА ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

5.1. СВЯЗЬ ИНТЕГРАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ОХЛАЖДЕНИЯ РАСПЫЛИВАЕМОЙ ЖИДКОСТИ С РАСХОДНО-ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ПАРАМЕТРОМ ФАКЕЛА

Экспериментальному и теоретическому исследованию процессов тепло- и массообмена при взаимодействии диспергированной жидкой среды и газа посвящено значительное количество работ, что обусловлено широким использованием аппаратов контактного типа в энергетике, химической технологии, металлургии, машиностроении и в системе средств защиты окружающей среды.

При всем многообразии конструктивных и режимных характеристик аппаратов центральным элементом, оказывающим определяющее влияние на энергетическую эффективность и производительность, является факел диспергированной жидкости, продуцируемый соответствующими распылителями.

Очевидно, что тепловое состояние дисперсной среды при заданных начальных параметрах контактирующего с ней газа определяется, с одной стороны, механическими внешними воздействиями, формирующими структуру и межфазную поверхность, и, с другой — процессом тепло- и массообмена на границе этой поверхности.

Ряд специальных задач, представленных в этой главе и связанных с физическими процессами и моделями, ранее в литературе не рассмотренными, объединены термомеханической природой внешних воздействий на дисперсную среду.

При многообразии методов обобщения опытных данных по тепло- и массообмену [9; 62; 72] в дисперсных газожидкостных потоках эти методы, в конечном счете, оказываются справедливыми для факела, генерированного в распылителе определенного типа, а в ряде случаев и конкретного его типа-размера.

Указанное ограничение послужило поводом для рассмотрения задачи, связанной с реализацией такого подхода к обобщению, когда представилось возможным связать единой закономерностью характеристики интенсивности тепло- и массообмена факела, независимо от конструктивных и режимных особенностей работы распылителей.

Вторая задача — это лабораторное исследование влияния вторичного дробления капель при взаимодействии факела с сеточными насадками на интенсивность тепло- и массообмена. Применительно к ряду объектов энергетики [8], металлургии [27] и охраны окружающей среды [26] интерес исследователей привлекает процесс истечения перегретой жидкости при ее адиабатном вскипании. Несмотря на то что практически во всех случаях технического использования этого рабочего тела существенную роль играет дисперсный состав капель, до настоящего времени изучение указанной характеристики практически не проводилось. По всей вероятности, дефицит информации обусловлен в основном тем, что в условиях высоких скоростей капель и их температуры определение дисперсного состава наиболее простым и распространенным методом улавливания на иммерсионный слой не представляется возможным. С помощью счетно-импульсного метода проведен цикл исследований, составивших содержание третьей из рассмотренных в этой главе задач.

Анализ многочисленных опубликованных работ и результаты наших исследований приводят к такому выводу: если пренебречь эффектом взаимодействия

факелов (или учесть его в соответствии с методикой, рассмотренной в подразд. 4.1), с достаточной степенью надежности можно допустить, что эффективность процесса тепло- и массообмена в контактном аппарате в целом обусловлена эффективностью этого процесса в факеле одиночного распылителя. Даже имея ввиду всю сложность аэродинамической обстановки в аппарате (неравномерность распределения концентрации капель по сечению и длине аппарата, обратное влияния факелов на гидродинамику газовой фазы, турбулизирующее влияние капель, образование застойных зон, влияние гидравлических условий входа и выхода среды из аппарата и т. д.), для целей выбора лучшего варианта режима работы и типа форсунки принятое допущение правомерно. По крайней мере, при различии в количественных показателях процессов в факеле одиночной форсунки и аппарата, содержащего их совокупность, можно считать, что лучшему варианту, обнаруженному при работе одиночной форсунки будет соответствовать и более эффективный аппарат, оснащенный этими распылителями. При рассмотрении же таких объектов, как брызгальные бассейны и градирни ТЭС и АЭС, безнадсадные скрубберы большой производительности для гидродинамической очистки технологических газов, в которых форсунки размещены на значительном расстоянии друг от друга, эффективность одиночного факела действительно однозначно определяет работу всего объекта.

Положительные результаты обобщения геометрических характеристик факела, представленные в подразд. 3.8, позволили перейти к решению второй задачи, связанной с исследованием процесса тепло- и массообмена при движении капельной среды.

При расчете таких объектов, как брызгальные бассейны и градирни, камеры орошения кондиционеров и контактные аппараты для осушки воздуха распыленной жидкостью, искомыми величинами являются либо конечная температура воды, либо конечное состояние воздуха. Для расчета теплового режима в указанных объектах и аппаратах предложен ряд моделей и корреляционных соотношений, которые являются эмпирическими и полумэмпирическими расчетными схемами, связанными с такими понятиями, как КПД распыливающего сопла η [76], число единиц переноса NTU [61] или рассеянная энергия Spray Energy Release (SER) [74]. Достаточно подробный обзор и сопоставительный анализ преимуществ и недостатков моделей, в которых используются величины η , NTU, SER, дан в работе [74]. Как правило, все методы основаны на экспериментальном определении указанных характеристик одиночных распылителей с последующим распространением полученных результатов на объем в целом.

Л. Д. Берман [9] предложил применительно к оценке эффективности испарительного охлаждения циркуляционной воды так называемое число испарения И, а в работе Р. Б. Гельфанд [37] даны практические рекомендации для методики применения этой величины при анализе теплового режима брызгальных бассейнов и градирен.

Из уравнения теплового баланса при испарительном охлаждении жидкости получим число испарения

$$И = \frac{\beta_x F}{\rho_{ж} \dot{Q}_0} = \frac{C_{ж} (t_1 - t_2)}{\alpha/\beta_x (t_{ср} - t'_в) + r_{тср} (x_{тср} - x_1)}, \quad (5.1)$$

где $C_{ж}$ — удельная теплоемкость жидкости; t_1 , t_2 — начальная и конечная температуры жидкости; α/β_x — отношение коэффициентов

тепло- и массообмена; $t_{cp} = 0,5 (t_1 + t_2)$; r — удельная теплота парообразования; t_a — температура воздуха по сухому термометру, $x_1, x_{t_{cp}}$ — влагосодержание окружающего воздуха и насыщенного воздуха при температуре t_{cp} ; F — суммарная поверхность капель в факеле. В диапазоне изменения термодинамического состояния воздуха и воды, характерном для работы брызгальных бассейнов, градиент и камер орошения кондиционеров отношения, отношение α/β_x обычно принимается постоянным и равным $1 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

В лабораторных условиях при неподвижном окружающем воздухе и фиксированном режиме работы распылителя (дисперсный состав капель в пространстве факела оставался неизменным) проведены опыты, в которых параметры сред изменялись в широких пределах ($25 \leq t_1 \leq 80^\circ \text{C}$; $17 \leq t_a \leq 26^\circ \text{C}$; относительная влажность воздуха $0,7 \leq \varphi \leq 0,90$). Установлено, что при постоянном дисперсном составе факела и указанном изменении термодинамических параметров сред число испарения обладает существенной устойчивостью и его отклонения от среднего значения не превосходят $\pm 2...3 \%$.

Как было показано в подразд. 2.4, объемная производительность Q , суммарная поверхность капель F и параметр α функции распределения $v(D)$ связаны уравнением (2.30), с учетом которого число испарения можно представить в виде

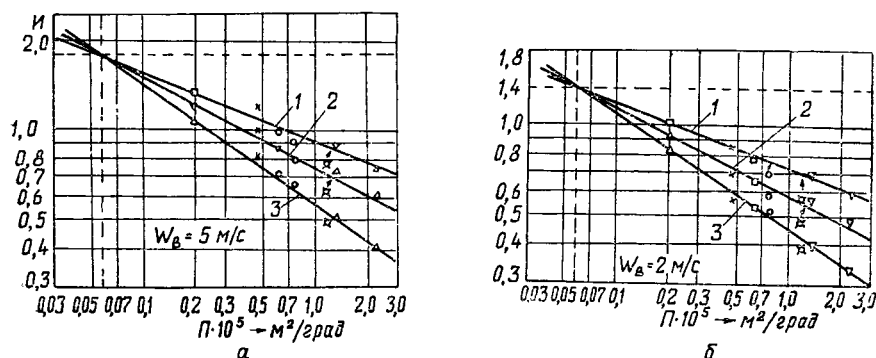
$$И = 2,53 \cdot 10^3 \beta_x \alpha \tau / \rho_{ж}, \quad (5.2)$$

где τ — некоторое среднее значение времени пребывания капель в рассматриваемом пространстве. Обнаруженная устойчивость числа $И$, а также существенная его связь с дисперсной структурой факела и однозначный (в отличие от NTI и SER) физический смысл определили наш выбор этой характеристики для исследования теплового состояния факела.

В указанном диапазоне изменения значений t_1, t_a, φ на лабораторном стенде (см. рис. 3.16), исследовался процесс охлаждения воды, диспергируемой теми же распылителями, которые использовались при определении геометрических параметров факела h_f, R_f (подразд. 3.8). Кроме того, были обработаны результаты опытов А. М. Попова и Е. Н. Сухова [60], выполненные в открытом бассейне диаметром 30 м, где изучались аэротермические процессы при работе одиночных разбрызгивающих устройств. С этой целью использовались форсунки ударного типа с коническим отражателем К-50 и К-65, у которых диаметры цилиндрических насадок равнялись 50 и 65 мм при конусности отражателя $\gamma_k = 90^\circ$. Испытаны также щелевое сопло П-16 и четыре типоразмера центробежных форсунок бутылочного типа: Б-25, Б-50, Б-75, Б-100 с диаметрами выходных отверстий 25, 50, 75, 100 мм [60]. В массив обобщаемых экспериментальных результатов включены опытные данные [56], полученные при испытаниях брызгальных модулей фирм Ceramic Coling Tower Co. (С.С.Т.) и Richards.

of Rorkford (R.R.). Рис. 5.1 иллюстрирует зависимость числа испарения I от параметра факела Π для различных режимно-геометрических характеристик распыливающих устройств при скорости воздушного потока W_B , равной 2 и 5 м/с, и трех стартовых скоростях каплей $W_{к0}$: 12,6 (1), 11,27 (2), 9,76 м/с (3).

Согласно результатам математического моделирования процесса охлаждения диспергированной жидкости [56, 74], подтвержденным нашими исследованиями, увеличение стартовой скорости каплей $W_{к0}$ приводит к снижению температуры охлаждаемой воды по закону, близкому к экспоненциальному, что свидетельствует о наличии нижнего предела охлаждения воды, которым, как известно, является тем-



5.1. Число испарения I в функции параметра Π и стартовой скорости каплей $W_{к0}$

пература воздуха по мокрому термометру. Этим объясняется наличие особой инверсионной точки, в которой число испарения не зависит от стартовой скорости каплей $W_{к0}$, а определяется лишь скоростью ветра. Точка инверсии с достаточной степенью точности соответствует одному и тому же значению параметра $\Pi_{и} = 0,58 \cdot 10^{-6}$ м/град, в результате чего на основании корреляционного анализа получена обобщающая зависимость

$$I = (1,133 + 0,133 W_B) (\Pi / \Pi_{и})^{-26 / W_{к0}^{1,84}}. \quad (5.3)$$

Таким образом, уравнение (5.3), в отличие от известных полуэмпирических расчетных моделей и корреляционных эмпирических соотношений, связывает степень охлаждения воды со скоростью ветра, стартовой скоростью каплей и термодинамическим состоянием воздуха при практически произвольном типе распылителя и его режимно-геометрических характеристиках.

Сравнение чисел испарения, найденных из уравнения (5.3), с экспериментальными значениями показало, что максимальное отличие

результатов не превосходит $\pm 10\%$. По мнению авторитетных исследователей [73], такой результат считается хорошим.

Применение уравнения (5.3) ограничивается тем, что оно получено на основании экспериментов, выполненных для одиночных распылителей при условии постоянства (в каждом отдельном опыте) основных определяющих параметров воздуха и воды.

При работе большого количества распылителей в натурном брызгальном бассейне или градирне следует учитывать нестационарный характер метеорологических факторов и возможные случайные воздействия на эти факторы локальных топографических условий размещения бассейна, колебания расходов воды и ее температуры при отклонении параметров ТЭС или АЭС от номинальных. Однако определение среднестатистических характеристик воздушного потока, характерных для рассматриваемого географического района, и соответствующий анализ графиков нагрузок станции позволяют абстрагироваться от перечисленных особенностей.

Кроме того, при работе группы распылителей возможно изменение дисперсного состава в зоне взаимодействия факелов смежных форсунок. Однако, как показали расчеты, выполненные на основании результатов, представленных в подразд. 4.1 для условий брызгальных бассейнов и градирен, эффектом вторичного дробления в указанной зоне можно пренебречь в связи с низкой объемной концентрацией капель.

Основная, с нашей точки зрения, особенность работы совокупности распылителей — аэродинамическое сопротивление капельных потоков, которое приводит к изменению скорости воздуха по мере его движения в соответствующем направлении бассейна через систему факелов. В работе Чатурведи и Портера [72] на основании детального анализа динамики воздушно-парового и капельного потоков в брызгальном бассейне показано, что эффект торможения потока воздуха, увеличивающий его нагрев и увлажнение, практически компенсируется атмосферной турбулентной диффузией, оказывающей обратное влияние.

Эти соображения не следует понимать как стремление придать уравнению (5.3) более общий характер и рекомендовать его для расчета объекта, включающего систему источников диспергированной жидкости. Они лишь еще раз свидетельствуют о правомерности уже сделанного нами допущения о том, что эффективность процесса тепло- и массообмена в контактном аппарате в целом обусловлена эффективностью этого процесса в факеле одиночного распылителя.

Последнее дает основание рекомендовать следующую методику решения задачи о выборе типа распылителя при модернизации старого или разработке нового аппарата либо объекта контактного типа.

Обычно при проектировании брызгальных бассейнов или градирен ТЭС и АЭС заданными принимаются степень охлаждения воды, т. е. величина $t_1 - t_2$, расход циркуляционной воды Q и при соответствующим образом выбранном (или принятом для данного типа станции)

насосном оборудовании — напор воды перед форсунками. Кроме этого, известны (по среднестатистическим многолетним наблюдениям) метеорологические условия — температура и относительная влажность воздуха, барометрическое давление, направление и скорость ветра.

Перечисленные параметры дают возможность однозначно вычислить по уравнению (5.1) число испарения I , а определив в первом приближении скорость $W_{к0}$ как $(2\Delta p/p_{ж})^{0,5}$, при известной скорости ветра W_v найти из (5.3) требуемый параметр факела P .

Из (3.92) следует, что одно и то же значение P может быть реализовано различными типами распылителей. При этом в практике проектирования имеется либо набор групп известных однотипных форсунок различной производительности Q_0 (например, центробежных, ударного типа или щелевых), либо распылитель нового или усовершенствованного типа, предложенный после специальных гидравлических исследований.

В любом случае на первом этапе исключаются из рассмотрения распылители, проходные сечения которых по условиям эксплуатации (степень и характер загрязненности воды, отсутствие возможности профилактической очистки и т. д.) не соответствуют требованиям надежности и могут подвергаться интенсивной засоряемости. На втором этапе для оставшихся вариантов распылителей, которые при одинаковом значении параметра P обеспечивают наперед заданную степень охлаждения воды, уточняется по известной методике [41] стартовая скорость капель $W_{к0}$ с учетом потерь энергии, а также определяется производительность Q_0 одиночной форсунки и при заданном общем расходе циркуляционной воды Q — требуемое их количество.

Дальнейший выбор определяется соответствующими технико-экономическими расчетами системы орошения брызгального бассейна в целом, оборудованного рассматриваемыми вариантами распылителей. При этом окончательное решение принимается для случая, соответствующего минимуму приведенных затрат, включающих капитальные и эксплуатационные расходы.

В более широкой постановке уравнение (5.3) с учетом значительного вклада стоимости брызгального бассейна или тем более градиент может быть использовано в общей системе уравнений при выборе оптимального варианта ТЭС или АЭС.

5.2. ЭФФЕКТ ОХЛАЖДЕНИЯ КАПЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРИ ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С СЕТОЧНЫМИ НАСАДКАМИ

В соответствии с результатами эксперимента, описанию которых посвящен подразд. 4.2, без дополнительных энергетических затрат можно существенно увеличить суммарную поверхность капель за счет их вторичного дробления при взаимодействии с сеточными насадками.

Однако, с одной стороны, уменьшение размеров капель неоднозначно влияет на интенсивность процессов тепло- и массообмена. Из известных критериальных зависимостей

$$\text{Sh} = 2 + 0,6\text{Re}^{0,5}\text{Se}^{0,33} \quad (5.4); \quad \text{Nu} = 2 + 0,6\text{Re}^{0,5}\text{Pr}^{0,33}, \quad (5.5)$$

где Sh , Re , Nu , Pr — критерии Шервуда, Рейнольдса, Шмидта, Нуссельта и Прандтля, следует, что коэффициенты теплоотдачи α и массоотдачи β увеличиваются по мере уменьшения диаметра капли D_k , так как они пропорциональны величине $(u/D_k)^{0,5}$, в результате чего интенсифицируется процесс охлаждения распыленной жидкости. С другой стороны, решение дифференциального уравнения движения обнаруживает, что по мере уменьшения диаметра капли снижается ее относительная скорость и в неподвижном газе (при инерционном движении), и в его потоке.

Кроме того, в результате непосредственных измерений с помощью разработанного нами метода (см. подразд. 3.2) установлено, что при прохождении сквозь сеточные насадки скорость капель снижается в среднем примерно на 10 %, что также отрицательно должно сказаться на условиях тепло- и массообмена.

В связи с этим на экспериментальной установке (см. рис. 3.11) проведены теплотехнические измерения интегрального эффекта охлаждения распыленной жидкости. Определяющие параметры процесса изменялись в следующих пределах: температура воздуха $17 \leq t_v \leq 28^\circ$, относительная влажность $0,7 \leq \varphi \leq 0,9$, начальная температура распыляемой воды $20 \leq t_1 \leq 45^\circ\text{C}$, барометрическое давление $735 \leq B \leq 7650$ Па, перепад давления жидкости на форсунке $0,04 \dots 0,1$ МПа. Расстояние сеток от распылителя $h = 170 \dots 550$ мм, размер ячеек сетки $\delta = 1,3 \dots 10$ мм.

В опытах использовалась центробежная однозаходная форсунка ВНИИГ — УкрЭнергоЧермет с диаметром сопла 25 мм, диаметром камеры закручивания 140 мм и геометрической характеристикой 1,56

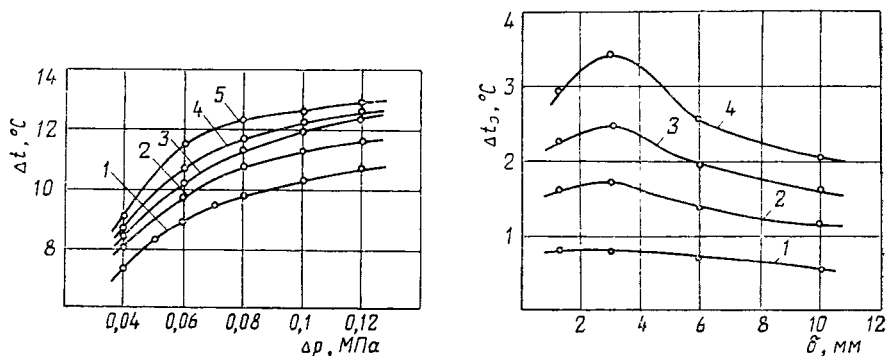
Степень охлаждения воды определяли с помощью многоспайных дифференциальных малоинерционных термопар, измеряя разность температур Δt на входе в форсунку и на сливе из лотка, а также температуру t_1 . ЭДС термопар регистрировали универсальным цифровым вольтметром Щ68003 с трансляцией сигнала к цифропечатающему устройству Щ68000К. Максимальная абсолютная погрешность измерения величин Δt , t_1 не превышала $0,1^\circ\text{C}$.

Эксперимент организован таким образом [30], что при некоторых фиксированных значениях t_v , φ , B , t_1 определяли степень охлаждения воды Δt_0 и сразу же измеряли эффект охлаждения Δt_c при взаимодействии капель и сетки, чем обеспечивалась идентичность проведения сравниваемых опытов. Для исключения заметного охлаждения воды при ее движении в лотке последний был изготовлен из дерева и внутренняя его поверхность покрыта двойным слоем полиэтиленовой пленки с воздушным зазором между слоями.

В качестве количественной оценки дополнительного охлаждения воды использована эффективная разность температур

$$\Delta t_3 = \Delta t_c - \Delta t_0. \quad (5.6)$$

Согласно представленным на рис. 5.2 опытным данным, полученным при $t_1 = 40^\circ\text{C}$, $t_b = 22^\circ\text{C}$, $\varphi = 78\%$ и размере ячейки сетки $\delta = 3\text{ мм}$, по мере роста Δp степень охлаждения воды вначале увеличивается, однако при $\Delta p > 0,08\text{ МПа}$ дальнейшее повышение перепада давления приводит к весьма малому приращению степени охлажде-



5.2. Степень охлаждения Δt воды в зависимости от Δp , h :

1 — без сетки; 2 — $h = 170\text{ мм}$; 3 — 550, 4 — 420; 5 — 320

5.3. Зависимость $\Delta t_3(\delta)$ от температурного фактора K_T при $h = 350\text{ мм}$:

1 — $K_T = 1$; 2 — 2,2; 3 — 3,0; 4 — 4

ния Δt . Такой результат качественно одинаков для невозмущенного факела и при взаимодействии капельного потока и сетки. При любом (в исследованном диапазоне) значении Δp максимальное значение Δt_3 при взаимодействии потока и сетки соответствует расстоянию сетки от распылителя h , при котором достигается максимальный коэффициент дробления k_d .

Основным фактором, определяющим характер процесса переноса тепла и массы при непосредственном контакте распыленной жидкости с воздухом, считается состояние начальных параметров взаимодействующих сред [9]. Для характеристики различных сочетаний начальных параметров воздуха и воды, определяющих граничные условия процессов тепло- и массообмена в контактных аппаратах и объектах испарительного охлаждения воды, О. Я. Кокориным [9] предложен параметрический критерий

$$k_T = (t_1 - t_m) / (t_b - t_m), \quad (5.7)$$

который успешно использовался при исследовании охлаждения циркуляционной воды в брызгальных бассейнах АЭС [49, 73].

В связи с этим целесообразно эффективную разность температур Δt_e представить в функции параметра k_T при различных значениях размера ячейки сетки δ . Предварительные опыты показали, что оптимальное расстояние h сетки от устья форсунки, которому соответствует максимальный коэффициент дробления k_d , не зависит от размера δ при прочих равных условиях. Иллюстрируемые на рис. 5.3 опыты относятся к серии, проведенной при перепаде жидкости на форсунке $\Delta p = 0,06$ МПа. Характер кривых свидетельствует о том, что дробление капель на стенках приводит к значительному эффекту дополнительного снижения температуры распыленной жидкости в процессе ее охлаждения. Кроме того, указанный эффект усиливается по мере увеличения абсолютного значения параметра k_d . Это представляется особенно существенным в том отношении, что по мере увеличения степени насыщения воздуха водяным паром, т. е. при уменьшении психометрической разности ($t_b - t_m$), когда ослабляется роль основного вклада рассеивания тепла вследствие испарения с поверхности капель, эффективность использования сеточных насадок возрастает.

Из рис. 5.3 также следует, что существуют оптимальные размеры ячейки сетки δ и расстояние ее от форсунки h , при которых дополнительное охлаждение воды достигает максимального уровня.

Сопоставление результатов, полученных в подразд. 4.2, с данными, представленными на рис. 5.3, показывают, что максимальные значения коэффициента k_d , определяющего дополнительное увеличение межфазной поверхности капель, и максимальные значения Δt_e соответствуют одним и тем же размерам сетки δ и ее расстоянию от форсунки h . Это обстоятельство дает возможность при заданной производительности форсунки Q_0 и напоре жидкости ΔP выбрать с помощью зависимостей, представленных на рис. 4.8, оптимальные параметры сетки δ , h , обеспечивающие максимальный эффект дополнительного охлаждения воды.

К сожалению, технические особенности проведения эксперимента не позволили создать в лаборатории условия, при которых параметрический температурный критерий превосходил бы $K_T = 4$. Анализ метеорологических параметров и возможных уровней температуры циркуляционной воды на выходе из конденсатора в условиях работы действующих брызгальных бассейнов ТЭС и АЭС показал, что в летний период года коэффициент K_T колеблется в пределах 5,15...16,77. Судя по реальному уровню значений K_T и характеру зависимости Δt_e (K_T), показанной на рис. 5.3, обнаруженный нами эффект дополнительного охлаждения распыленной воды не является предельным.

5.3. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Перегретой, как известно, называют такую жидкость, температура которой t_n перед истечением выше температуры ее насыщения при заданном противодавлении.

Как уже отмечалось, перегретая жидкость в силу ряда газо- и термодинамических особенностей оказалась предметом изучения специалистов различных областей техники. Особое внимание уделяется всестороннему изучению процесса истечения перегретой воды при аварийной разгерметизации системы отвода тепла ядерного реактора АЭС. Основные усилия направлены на создание теоретических методов расчета динамики фазового перехода при адиабатном вскипании жидкости, истекающей из разрывов трубной системы, и разработку так называемых спринклерных систем [8], подавляющих опасный уровень повышения давления пара в реакторном отделении.

В связи с проблемой эффективного использования вторичных энергетических ресурсов в черной металлургии и значительного количества сбросного тепла, с помощью которого достаточно просто можно генерировать перегретую воду, возникла идея использовать ее для охлаждения высокотемпературных поверхностей [27]. Как было установлено, высокоскоростная тонкодисперсная пароводяная смесь, образованная в процессе адиабатного истечения перегретой воды из сопла, обеспечивает требуемую интенсивность охлаждения при существенно более низких давлениях жидкости, чем в случае обычного охлаждения «холодной» распыленной водой.

В эжекционной трубе Вентури [26] в качестве побудителя движения газа и среды, обеспечивающей очистку от пыли, служит перегретая вода. Эффективная работа аппарата в условиях Магнитогорского металлургического комбината подтвердила целесообразность выбора указанного рабочего тела.

Известные исследования истечения перегретой воды посвящены в основном изучению энергетических и расходных характеристик сопел [34, 71]. Вместе с тем информация о дисперсной структуре, определяющей характер протекания отмеченных выше процессов в атомной энергетике и металлургии, фактически отсутствует.

Для решения поставленной задачи нами был разработан и создан экспериментальный стенд [28], основным блоком которого являлся генератор перегретой воды, представляющий собой прямоточный котел. Отсутствие значительного пароводяного объема и гарантированная скорость движения жидкости у поверхности нагрева при указанном варианте обеспечивали полную безопасность работы обслуживающего персонала.

В качестве источника энергии использовался трансформатор с вторичным напряжением 30 В и током, регулируемым в интервале 200...700 А для реализации различных режимов по расходу и температуре перегретой воды. Выделение тепла осуществлялось при прохождении тока через тонкостенную трубу из легированной стали 1Х18Н9Т, по которой вода от насоса подается к соплу на диспергирование.

Из резервуара 1 (рис. 5.4) с помощью насоса 2 вода, пройдя через фильтр 5 и расходомер 6, поступает в обогреваемый участок трубы, подключенной через клеммы 7 и 12 к электропитанию. Температура

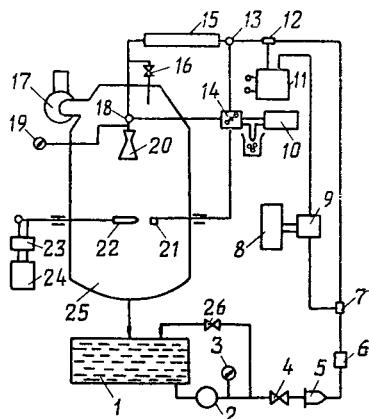
воды контролировалась хромелькопелевыми термопарами 13, 18 после нагреваемого участка трубопровода и непосредственно перед соплом 20. Для исключения образования электрической цепи, параллельной обогреваемому участку, его устанавливали на изоляторах, а следующий по ходу воды участок трубопровода 15 выполняли из неэлектропроводного материала.

Выделяемую нагревателем мощность регулировали управляемым дросселем трансформатора 11 и контролировали по показаниям вольтметра и амперметра 8 с цифровой индикацией, подключенного через трансформатор тока 9.

Вода диспергировалась с помощью сопла 20, расположенного в камере 25, из поддона которой осуществлялся слив в резервуар 1. Пар вместе с воздухом отсасывался из верхней части камеры вентилятором 17. Давление воды перед соплом регулировали вентилем 4 по показаниям образцового манометра 19.

Так как температура и давление воды перед соплом взаимосвязаны количеством энергии, подводимой к обогреваемому участку, то независимое регулирование одного из указанных параметров оказалось невозможным. В связи с этим в качестве дополнительных органов регулирования предусмотрены вентиль 26 рециркуляционной линии и вентиль 16 сбросной линии. Сбросная линия, как показали пусконаладочные испытания, оказалась необходимой для предотвращения перегрева стенок трубы обогреваемого участка при аварийном засорении сопла, контролируемом по показаниям манометров 19, 3.

При проектировании сопла были учтены общие закономерности истечения вскипающих потоков [34, 71], в соответствии с которыми изготовлено сопло Лавалья с углом раскрытия расширяющейся части $\gamma = 4^\circ$, так как уже при $\gamma > 6^\circ$ резко возрастают потери энергии, связанные с отрывом потока от стенок сопла. На основании выполненных расчетов (процесс расширения предполагался термодинамически равновесным) для реализованного в наших опытах отношения давлений $p_2/p_1 < 0,2$ получено оптимальное соотношение сечений сопла $F_{\text{вых}}/F_{\text{min}} = 12$. Дисперсный состав определен с помощью счетно-импульсного метода. Координатное устройство позволило перемещать зонд 22 для измерения размеров капель и термозонд 21 в поперечном сечении факела и вдоль его оси. На рис. 5.4 показаны вторичные приборы — частотер 24 с автономным источником питания 23 и циф-



5.4. Установка для исследования диспергирования перегретой воды

ровой вольтметр 10 с переключателем термопар 14. Опыты выполнены при давлении перед соплом $p_1 = 0,2...0,9$ МПа и начальной температуре воды $t_b = 100...165$ °С. Согласно полученным данным независимо от исходных параметров стабилизация дисперсного состава наступает на расстоянии порядка 200 диаметров сопла. Кроме того, в отличие от закономерностей, присущих всем типам исследованных нами распылителей (центробежные, пневматические, дисковые, ударные), для которых характер изменения дисперсного состава в сечении факела однозначно определяется законом изменения локальной плотности орошения, для случая диспергирования перегретой жидкости эта связь не наблюдается. При изменении плотности орошения g в сечении, расположенном на расстоянии $h = 200$ мм, примерно в шесть раз, модальный диаметр D_m дифференциальной функции распределения объемов капель по диаметрам оставался практически неизменным, как и в сечении при $h = 700$ мм, где поле локальных плотностей орошения существенно выравнивалось.

Можно полагать, что такой характер соотношений между изменением величин g и D_m обусловлен низкими значениями локальных плотностей орошения.

Основным критерием, определяющим дисперсный состав при истечении перегретой воды, служит ее начальная температура t_n , увеличение которой приводит к интенсификации процесса диспергирования.

Обработка всего объема экспериментальных результатов позволила получить корреляционное уравнение для параметра распределения α в виде дробно-линейной функции $\alpha = 0,168t_n - 17,7$ (5.8), которая может быть использована при расчете процессов в различных инженерных объектах.

ГЛАВА 6



РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ С ДИСПЕРСНЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

6.1. ОХЛАЖДЕНИЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ВОДЫ В БРЫЗГАЛЬНОМ БАССЕЙНЕ ТЭС, ОБОРУДОВАННОМ СЕТОЧНЫМИ НАСАДКАМИ

Разработанные экспериментально-теоретические методы диагностики полидисперсных потоков и результаты их реализации применительно к различным внешним воздействиям на капельную среду позволили разрешить ряд задач прикладного характера. В качестве объектов исследования выбраны теплообменные устройства, широко используемые в области энергетики, кондиционирования воздуха и защиты окружающей среды от вредных промышленных выбросов. Это брызгальные бассейны ТЭС и АЭС, камеры орошения кондиционеров для тепловлажностной обработки воздуха, скрубберы гидродинамической очистки газов.

Дополнительное снижение температуры охлаждающей воды в брызгальных бассейнах ТЭС и АЭС на 2 °С обеспечивает повышение КПД станции на

1 %, что эквивалентно годовому экономическому эффекту, равному 1 млн. руб. на каждый 1 млн кВт установленной мощности [7]. В камерах орошения современных центральных кондиционеров производительностью до $500 \cdot 10^3 \text{ м}^3/\text{ч}$ при политропном охлаждении и осушении воздуха расходуется до 3 кг воды на 1 м^3 обрабатываемого воздуха, что сопряжено со значительными затратами энергии на привод насосов. В расчете на годовой объем выпуска центральных кондиционеров снижение расхода воды в камерах орошения на 10 % соответствует годовому эффекту в размере 700 тыс. руб.

Интенсивное развитие металлургии, коксохимии и энергетики создало серьезную проблему защиты окружающей среды от вредных технологических выбросов. В связи с этим необходимо совершенствование существующего и разработка нового оборудования для обеспечения высокой эффективности очистки газов при минимальных затратах энергии и воды.

Рассматриваемые в этой главе примеры интенсификации процессов тепло- и массообмена и математического моделирования наряду с некоторыми частными особенностями, присущими конкретному аппарату, носят и ряд общих принципов решения задач, которые могут быть использованы для других теплообменных устройств контактного типа.

При современных темпах роста технических мощностей, когда каждое десятилетие происходит удвоение установленной мощности электрических станций, пропорционально усиливается значимость проблемы водоснабжения, рассеивания сбросного тепла и обеспечения при этом высокого уровня КПД ТЭС и АЭС. Для АЭС расход воды, приходящийся на каждый киловатт-час (по данным 1983 г.), в два раза больше, чем для ТЭС, и в 1,4 раза превышает этот показатель для конденсационных электростанций.

Из четырех известных схем водоснабжения (прямоточная, обратная с водохранилищем, обратная с градирнями и обратная с брызгальным бассейном) наиболее эффективна по уровню КПД станции и по удельным капитальным затратам, вложенным в систему охлаждения, первая схема. Однако в настоящее время, когда мощности новых электростанций достигают 4...6 млн. кВт, а потребляемые расходы воды составляют 240...360 $\text{м}^3/\text{с}$, возможности применения прямоточных систем охлаждения для большинства районов практически исчерпаны в связи с опасностью превышения допустимого нагрева воды в реках и водоемах общего пользования.

Оборотные системы с испарительными градирнями практически исключают влияние сброса тепла на поверхностные воды, однако высокая стоимость, использование дефицитной древесины и сравнительно длительный срок сооружения градирен ограничивают их широкое применение для мощных ТЭС и АЭС. Указанные особенности этих систем водоснабжения послужили причиной того, что на вновь строящихся у нас в стране и за рубежом АЭС в качестве основных охладителей намечается использовать брызгальные бассейны, хотя степень охлаждения воды в них ниже, чем в градирнях пленочного типа. Поэтому преимущества брызгальных бассейнов по сравнению с градирнями особенно существенны в том случае, когда можно повысить и степень охлаждения циркуляционной воды.

Известно, что конструкция и режим работы распыливающего устройства в основном определяют эффективность брызгального бассейна в целом. Анализ работы натуральных и полупромышленных брызгальных бассейнов и основные тенденции инженерных решений, принимаемых проектными и исследовательскими организациями, показывает, что по капитальным затратам и металлоемкости конструкции рационально формирование оросительной системы форсунками большой единичной производительности.

Оптимальным по интенсивности тепло- и массообмена [56] и минимизации уноса влаги из бассейна является распыл жидкости со средним диаметром капель порядка двух миллиметров. Проведенные нами исследования гранулометрического состава распыленной жидкости показали, что изложенные выше требования, предъявляемые к уровню производительности разбрызгивающих устройств и среднему размеру капель, при традиционной форме решений несовместимы. По мере повышения производительности форсунки неизбежно увеличивается и средний размер капель. Так, при сохранении одинаковых перепадов давления на распылителе ($\Delta p = 0,04$ МПа) и переходе от сопла Б-25 ($d_c = 25$ мм) к соплам Б-75 ($d_c = 75$ мм), т. е. при повышении производительности примерно в девять раз, средний размер капель увеличивается в три раза.

Таким образом, при укрупнении калибра сопел увеличивается размер капель и, как следствие, ухудшается охлаждение циркуляционной воды. Уменьшение диаметров сопел в целях обеспечения требуемой структуры межфазной поверхности приводит к неоправданному увеличению числа распылителей. Расчеты показывают, что повышение напора циркуляционной воды при фиксированном калибре сопла форсунки для достижения более тонкого распыла малоэффективно и связано с увеличением энергозатрат.

В летний период гранулометрический состав распыливаемой жидкости соответствует требуемому уровню охлаждения воды, зимой и осенью целесообразно иметь более грубый распыл, минимизировав тем самым унос влаги, как известно, особенно нежелательный в этот период года. Однако при традиционных способах распыла жидкости сезонное изменение дисперсного состава оказывается невозможным. В связи с этим целесообразно на основании результатов лабораторных исследований (см. подразд. 4.2, 5.3) изучить возможность управления процессом диспергирования охлаждаемой воды при неизменных геометрии форсунок и энергетических затратах в условиях реального брызгального бассейна ТЭС.

Условия тепло- и массообмена натуральных испытаний существенно отличались от лабораторных — это переменные во времени, направление и скорость ветра, гидродинамическое и тепловое взаимодействие факелов, наличие конвективных токов с поверхности бассейна.

Исследование охлаждающей способности факелов форсунок, оборудованных сеточными насадками, проведено в одном из брызгаль-

ных бассейнов Зуевской ГРЭС-2. Бассейн оснащен форсунками типа Б-50 ($d_c = 50$ мм), расположенными в шахматном порядке с шагом между рядами 7 м. Высота от зеркала бассейна до среза сопел форсунок составляла 2 м. В силу технических причин сетки были установлены над девятью форсунками, образующими опытную секцию. Рядом с ней выделена контрольная секция, также состоящая из девяти форсунок. Обе секции располагались в глубине брызгального бассейна, поэтому аэродинамические условия взаимодействия распыленной воды с окружающим воздухом можно было считать идентичными.

Предварительные результаты лабораторных исследований, обобщенных в виде графиков (рис. 4.9), позволили выбрать для форсунок Б-50 удельной производительностью $Q_0/\Delta p^{0.5} = 52 \text{ м}^3/(\text{ч} \cdot \text{кПа})^{1/2}$ сетку с ячейкой 6×6 мм, установленную на расстоянии 700 мм от выходного отверстия форсунки.

Для проведения натурных экспериментов разработана соответствующая методика измерений температуры распыленной охлажденной воды на уровне зеркала бассейна.

Капельные потоки вертикально направленного конического факела орошают зеркало бассейна по кольцевой поверхности. При этом распределение локальной плотности орошения по радиусу (как показано в подразд. 3.4, 3.5) имеет экстремальный характер. Распределение температуры охлажденной воды по радиусу подфакельного пространства воспроизводит характер распределения локальной плотности орошения. Помимо этого обнаруживается и заметная неравномерность температуры воды по окружности факела, обусловленная неравномерностью распределения расходов воды, а следовательно, и неравномерностью дисперсного состава распыливаемой жидкости.

Изменение скорости и направления ветра существенно деформируют в пространстве и во времени поля локальных плотностей орошения и локальных температур жидкости. В такой ситуации наиболее очевидно определение температуры воды на сбросе из неких дополнительных бассейнов, в которые собирается охлажденная вода, либо из всей группы форсунок, включенных в опытную и контрольную секции, или хотя бы из водосборников для центральных форсунок обеих секций. Так как площадь орошения единичной форсунки составляет порядка 50 м^2 , второй вариант решения оказался технически невыполнимым.

В отечественной и зарубежной литературе отсутствуют научно обоснованные рекомендации по конструкции водосборных устройств, размещению их по орошаемому пространству и способу осреднения полученных результатов.

В связи с этим альтернативой решения поставленной задачи может служить водосборник, выполненный в плане в виде сектора с вершиной, совпадающей с осью форсунки. Сбор воды по секторам органически сочетается с направлением движения капель в коническом факеле. При такой форме водосборника неравномерность распределения по

радиусу локальных расходов и температур охлажденной воды уже не имеет столь принципиального значения. Окружную неравномерность распределения расхода и температуры можно определить, установив по окружности факела несколько секторных водосборников. Те же функции может выполнять и один секторный сборник при его дискретном перемещении вокруг оси форсунки. Представительными будут результаты тех опытов, когда за время полного оборота секторного отборника изменения вектора скорости воздуха будут незначительными, а поворот водосборников в опытной и контрольной секциях будет выполняться синхронно во времени. При этом водосборники следует установить в обеих секциях одинаково относительно направления подводящих патрубков форсунки. В этом случае в каждом дискретном положении одинаковыми будут и локальные, средние по радиусу, расходы распыливаемой воды.

При такой постановке измерений определим искомую среднюю температуру охлажденной воды

$$t_{cp} = \left(\sum_{i=1}^{i=n} Q_i \right)^{-1} \sum_{i=1}^{i=n} Q_i t_i, \quad (6.1)$$

где n — число дискретных положений секторного водосборника по окружности факела; t_i — температура воды на слив в i -м положении; Q_i — расход воды, проходящей через водосборник. В результате предварительных измерений в некотором фиксированном положении водосборника обнаружено, что температура воды на сливе (даже при незначительном изменении скорости ветра порядка 0,2...0,3 м/с скачкообразно изменяется с амплитудой до 2...3 °С, что обусловлено сложным турбулентным переносом капельных масс в пространстве факела и неодинаковой степенью охлаждения капель в этом пространстве. Таким образом, возникла задача определения того минимального объема воды, находящегося в водосборнике, при котором за счет тепловой инерционности можно было бы погасить осцилляцию температуры до требуемого уровня.

Пусть M — масса воды, постоянно находящаяся в объеме водосборника, кг, t_{jc} — средняя температура воды за некоторый интервал времени $\Delta\tau_j$. Если за это время в сборник поступает извне масса капель ΔM_j со средней температурой t_{nj} , а за то же время $\Delta\tau_j$ из водосборника уходит t_{cj} воды со средней температурой t_{nj} , пренебрегая теплообменом воды с корпусом водосборника и окружающей средой (что вполне допустимо в решаемой задаче), можно представить уравнение теплового баланса в виде

$$Mt_{cj} + \Delta M_j t_{nj} \Delta\tau_j - \Delta M_j t_{cj} \Delta\tau_j = Mt_{c(j+1)}, \quad (6.2)$$

где $t_{c(j+1)}$ — средняя температура воды в сборнике по истечении периода $\Delta\tau_j$. Тогда

$$\frac{t_{cj} - t_{c(j+1)}}{t_{jc} - t_{jn}} = \frac{\Delta M_j \Delta\tau_j}{M}. \quad (6.3)$$

Если средняя за время $\Delta\tau_j$ плотность орошения над поверхностью сборника, имеющего площадь основания f , равна g_j , то $\Delta M_j = g_j f \rho_{ж}$.

Очевидно, что если h — высота водосборника, то $M = f h \rho_{ж}$. Пренебрегая зависимостью $\rho_{ж}(t)$ из (6.3), получаем

$$h = \frac{(t_{jc} - t_{jn}) g \Delta\tau_j}{t_{cj} - t_{c(j+1)}}. \quad (6.4)$$

Здесь разность $(t_{cj} - t_{nj})$ — желаемое минимальное изменение измеряемой температуры на сливе из водосборника за время $\Delta\tau_j$: $(t_{cj} - t_{c(j+1)})$ — возможная наблюдаемая в эксперименте максимальная амплитуда колебания температуры.

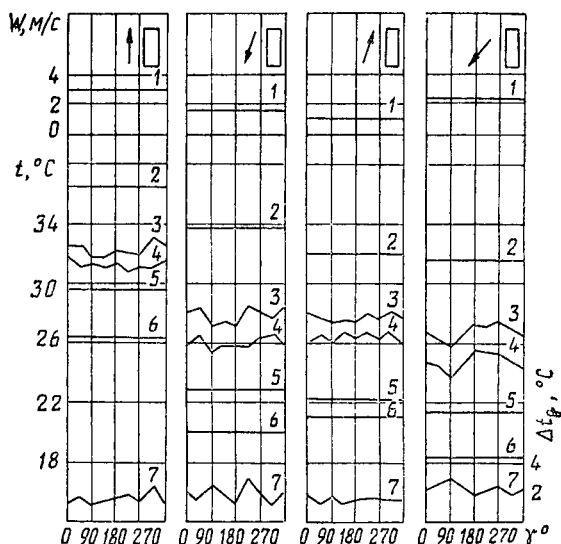
Длина секторного водосборника выбиралась такой, чтобы она превышала наибольшую дальностью капель в факеле, а угол его раскрытия определялся с учетом данных лабораторных исследований степени неравномерности распределения локальных расходов по окружности факела. В результате длина сборника составила 5,5 м, а угол раскрытия 6° , в пределах которого изменением плотности орошения в окружном направлении можно пренебречь. Для обеспечения осцилляций температуры на сливе из водосборника, не превышающих $0,1^\circ\text{C}$, высота h в соответствии с формулой (6.4) выбрана равной 150 мм. Корпус водосборника выполнялся из листового пенопласта, вскрытого битумом. Узкую часть его шарнирно крепили к стояку форсунки, а широкую размещали на специальном понтоне, так как глубина бассейна достигала 2,5 м. Водосборник устанавливали с небольшим (около 5°) наклоном к горизонту, так что охлажденная вода сливалась в его широкую часть, где размещали термоприемник.

Для обеспечения повышенной точности измерений кроме температуры воды t_2 на сливе с помощью двенадцатиспайной дифференциальной хромель-копелевой термопары определялась разность температур на входе в форсунку t_1 и на сливе из водосборника. ЭДС термопар регистрировали автоматическим шеститочечным электронным потенциометром с записью на ленту. Расход воды определялся объемным способом.

Проведению основных опытов предшествовали измерения степени охлаждения воды в контрольной и опытной секциях со снятыми сеточными насадками, что позволило определить уровень идентичности исходных условий сравнения. Во время опытов регистрировались следующие параметры: температуры воздуха по сухому и мокрому термометру, скорость и направление ветра, температуры горячей и охлажденной воды, барометрическое давление и давление воды перед форсунками. Секторные водосборники дискретно перемещали с шагом 45° вокруг центральных форсунок опытной и контрольной секций.

В результате установлено, что максимальное исходное различие между степенью охлаждения воды в контрольной и опытной секциях не превосходило $0,4^\circ\text{C}$.

Одиночный опыт, как правило, продолжался не более одного часа. За это время водосборники в опытной и базовой секциях синхронно перемещались по окружности факела. В каждом положении водосборники находились в течение 5 мин. Если за время часового цикла измерения стабильность метеусловий нарушалась, результаты в дальнейшей обработке опытов не рассматривались.



6.1. Изменение основных параметров процесса охлаждения воды:

1 — направление ветра; 2 — температура t_1 ; 3 — t_2 в контрольной секции; 4 — t_2 в опытной секции; 5 — t_B ; 6 — t_M ; 7 — Δt_g

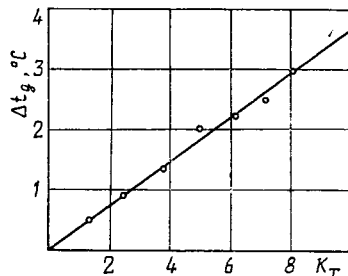
В соответствии с изложенной методикой проведены основные опыты, когда над форсунками опытной секции размещались сеточные насадки. На рис. 6.1 в качестве примера представлены результаты четырех опытов, в каждом из которых показано изменение всех определяющих параметров, в том числе и искомой величины $\Delta t_g(\gamma)$ — дополнительного охлаждения воды за счет применения сеточных насадок. При этом $\Delta t_g(\gamma) = t_2(\gamma_k) - t_2(\gamma)_0$, где $t_2(\gamma_k)$ и $t_2(\gamma)_0$ — температуры на сливе из водосборника в контрольной и опытной секциях при положении оси сборника, соответствующего определенному углу поворота γ . В верхней части графика стрелкой указано направление ветра относительно бассейна, обозначенного прямоугольником. Дополнительное охлаждение воды в зависимости от угла γ составляло от одного до трех градусов. На основании результатов многочислен-

ных опытов найдены осредненные значения $t_{с0}$, $t_{ск}$ по формуле (6.1) для опытной и контрольной секций (рис. 6.2).

В период испытаний скорость ветра изменялась от 0,3 до 3,5 м/с. Все экспериментальные результаты хорошо интерпретируются линейной зависимостью $\Delta t_g (K_T)$, что свидетельствует об определяющем влиянии температурного фактора K_T в указанном диапазоне изменения скорости ветра.

Зависимость дополнительного снижения температуры воды Δt_d от параметров воздуха и начальной температуры воды показывает, что больший эффект от применения сеточных насадок (при прочих равных условиях) наблюдается в случае повышения влажности воздуха, т. е. при уменьшении психометрической разности температур. Такая особенность влияния сеточных насадок обнаруживает еще один положительный аспект их применения, так как по мере увеличения относительной влажности воздуха интенсивность испарительного охлаждения воды, составляющего в летний период порядка 70 % общего вклада, заметно уменьшается.

Еще одним немаловажным фактором является возможность сезонного управления дисперсным составом распыляемой жидкости, когда с целью уменьшения выноса капельной влаги из брызгального бассейна можно перевести сеточные насадки в нерабочее положение. Так как наиболее рациональным является система форсунка — сетка при большой единичной производительности форсунки, то при требуемой рассеиваемой тепловой энергии количество разбрызгивателей (сравнительно с традиционным решением, когда используются сопла Б-50) может быть сокращено примерно в 10 раз. Последнее создает реальные условия для оперативной профилактики технического состояния распыляющих устройств и осуществления сезонного управления дисперсным составом.



6.2. Зависимость Δt_g от K_T

6.2. ВЫНОС КАПЕЛЬНОЙ ВЛАГИ ИЗ БРЫЗГАЛЬНОГО БАССЕЙНА

Вынос влаги из брызгального бассейна в соответствии с опытными данными колеблется от 0,01 % [61] до 0,69 % [74]. Однако ряд последствий, вызванных этим процессом, определяет необходимость детального его изучения. К их числу относится обледенение транспортных коммуникаций, открытых распределительных устройств и строений в зимний период, которое в ряде случаев может создать аварийную ситуацию на станции. При значительной скорости ветра, которая на равнинных территориях может достигать 15...25 м/с, вынос мельчайших капель простирается на расстояние до 2...3 км, что через несколь-

ко лет приводит к интенсивному засолению почвы и деградации плодородного слоя. Наконец, при аварии реактора АЭС вынос воды даже в количестве 0,2 % общей производительности форсунок может представлять угрозу радиоактивного поражения персонала и заражения близлежащих строений.

В связи с этим необходимо решить задачу о выносе капельной влаги в следующей постановке. При заданных габаритных размерах брызгального бассейна и системе размещения форсунок с известными гидравлическими характеристиками следует определить двумерную эпюру распределения плотности орошения выносимой влаги в направлении известного вектора скорости воздуха. Количественная оценка интенсивности уноса зависит от рассчитываемого коэффициента уноса δ и протяженности зоны выноса влаги x_{\max} в направлении ветра.

Варьируемыми параметрами задачи приняты высота устья разбрызгивателя H от уровня воды в бассейне, типоразмер форсунки и перепад давления жидкости на ней. Кроме того, по предварительным опытными данным задаются производительность форсунки Q_0 , углы раскрытия факела γ_1, γ_2 (см. рис. 4.1), стартовая скорость капель $W_{\text{к0}}$.

Действительная физическая обстановка, обуславливающая вынос капельной влаги из брызгального бассейна крайне осложняется двумя основными факторами. Так, наименее изучен и наиболее сложен закон изменения скорости воздушно-паровой среды в пространстве действия системы разбрызгивателей. До сих пор не установлена закономерность изменения указанной скорости в зависимости от плотности размещения форсунок, их производительности и гранулометрического состава диспергируемой жидкости. Анализ процессов «фильтрации» парогазовой смеси сквозь капельную среду, объемная концентрация которой неоднородна вдоль направления ветра, показывает, что именно отмеченные параметры брызгального бассейна определяют степень измельчения кинематических характеристик потока воздуха. Известные попытки решений [31] применительно к взаимодействию приземного потока воздуха с растительным покровом [42] представляют безусловный интерес, однако по отношению к брызгальному бассейну они дают информацию лишь качественного характера.

Вторая особенность, осложняющая формирование математической модели, состоит в том, что кинематические характеристики в общем случае трехмерного турбулентного потока атмосферного воздуха носят ярко выраженный статистический характер изменения во времени и в пространстве с плохо предсказуемым уровнем амплитуд отклонения скорости ветра по модулю и по направлению.

Исследованию процесса выноса влаги из брызгального бассейна посвящено небольшое число работ. В результате обобщения опытных данных Южного отделения ОРГРЭС получены эмпирические зависимости плотности орошения в функции расстояния от крайнего ряда

форсунок и комплекса, учитывающего скорость ветра и напор воды [69]. Эти зависимости справедливы для скорости ветра от 1 до 5 м/с при напорах 0,02...0,1 МПа. Гувером рассмотрена задача осаждения солей в брызгальном бассейне с соленой водой при попутном ветре [78]. Для определения положения капель использовался пошаговый метод расчета траекторий при отсутствии турбулентного обмена в потоке воздуха. В этой работе снос воды определялся как количество капель размером от нуля до 1000 мкм, которые выносились за пределы брызгальной системы. Нельсон исследовал влияние сноса воды на местные погодные условия (обледенение, появление тумана) [79]. Средний размер сносимых капель равнялся 50...200 мкм, максимальный достигал 450 мкм. Зафиксирован максимальный размер сносимых частиц 450 мкм на расстоянии 91,5 м по ветру на высоте 4,6 м над поверхностью воды; скорость ветра не указана, но оговорено, что она была большой [82]. Авторы работы [81] провели экспериментальное исследование брызгального бассейна и дали эмпирическую формулу для величины сноса воды в зависимости от скорости ветра. При скорости 7,2 м/с потери из-за сноса составили порядка 1 %, а размер сносимых частиц равнялся 500 мкм. Чен и Тризек [74], предположив, что в воздушно-паровом поле горизонтальная составляющая скорости равна основной скорости внешнего ветра и постоянна для всего струйного поля, определили долю выносимой из бассейна жидкости методом проб и ошибок. Уравнение количества движения решается численно для различных размеров капли. В результате решения находится расстояние, покрываемое каплями, а необходимый размер капли определяется из условия совпадения расчетного и задаваемого расстояний. В методике Палашевского, Джиджи и Вейнбаума [56] непосредственно вынос влаги из брызгального бассейна не рассматривается, однако в отличие от известных исследователей, здесь анализируется трехмерное течение сплошной и дискретной сред с учетом профиля скорости воздуха в приземном слое, подчиняющегося закону

$$W_v = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} + 1 \right) + \psi(z) \right],$$

где u_* — так называемая динамическая скорость; k — постоянная Кармана; z_0 — значение неровностей; z — расстояние по вертикали от поверхности бассейна. К сожалению, в работе не раскрыт смысл функции $\psi(z)$, которая, как сказано, «зависит от степени устойчивости атмосферы». В этом исследовании впервые делается попытка решения кинематической задачи движения капель с учетом расчетных линий тока воздуха по всей области факела разбрызгивателя. Такой подход, естественно, представляется перспективным и при решении задачи о выносе капельной влаги, так как в весьма полной мере отражает действительную картину течения взаимодействующих сред. Вместе с тем, сомнение вызывает некоторое обстоятельство. Авторы работы [56], полагая состав капель монодисперсным, варьировали в расчете

их начальный диаметр до тех пор, пока при 15 мм решение уравнения движения для отдельной капли не давало совпадения расчетной и экспериментально установленной траекторий. В этой связи маловероятным представляется существование столь крупных капель при скорости ветра 11,64 м/с, принимаемой в расчетной модели. Повидимому, эта особенность связана с грубой условностью замены реальной полидисперсной капельной среды монодисперсной.

Подробный анализ опубликованных работ и проведенные нами расчетно-экспериментальные исследования (результаты которых частично рассмотрены в предшествующих главах) позволяют выделить три основных фактора, не учитываемых обычно при решении задачи о капельном уносе и, с нашей точки зрения, оказывающих существенное влияние на достоверность решения.

Во-первых, представляется, что применительно к расчету выноса капельной влаги замена реального полидисперсного состава капель монодисперсным недопустима. Это неизбежно приводит к заниженным по сравнению с действительными значениям коэффициента уноса и границы распространения капель, уносимых из бассейна. Во-вторых, в расчетных моделях при определении границы зоны выпадения влаги рассматриваются лишь те капли, направление горизонтальной составляющей скорости которых совпадает с направлением скорости ветра. В-третьих, считается, что движение воздуха, т. е. скорость ветра, не влияет на дисперсный состав капель. Однако нами обнаружено, что при определенном сочетании кинематических параметров дисперсной среды и воздуха капли подвергаются дроблению из-за потери устойчивости, то есть происходит существенная трансформация исходной функции распределения. Как показали наши расчеты, максимальное проявление этого эффекта наблюдается на каплях, стартовых направлений, противоположном направлению скорости ветра. Характерно, что в ряде случаев именно продукты распада этой группы капель определяют в итоге границу зоны выноса.

В предлагаемой математической модели процесса выноса капельной влаги учитываются три указанных фактора. Однако, принимая во внимание сложность действительной аэродинамической обстановки взаимодействия сред в брызгальном бассейне и ограниченность наших знаний о них, принимаем следующие допущения.

1. Движение воздуха в пространстве факела капель остается одномерным и стационарным. Вертикальная составляющая скорости ветра $W_{\text{вз}}$ равна нулю, т. е. влиянием конвективных течений и турбулентных пульсаций пренебрегаем.

2. Капли в полете не изменяют свою массу и не взаимодействуют. Если предположить также, что гидравлические характеристики всех форсунок одинаковы, а взаимное влияние дисперсных потоков, продуцируемых соседними разбрызгивателями, пренебрежимо мало, то результаты, полученные при рассмотрении явления уноса капель отдельного разбрызгивателя, можно распространить на весь брызгаль-

ный бассейн в целом с учетом пространственной планировки форсунок.

Разместим начало координат на оси одной из форсунок, приняв ось x совпадающей с направлением скорости ветра, а $z = 0$ пусть соответствует уровню среза сопла разбрызгивателя.

Через ось форсунки проведем ряд вертикальных плоскостей, разделяющих все пространство факела на n секторов с равными углами при вершине. Будем считать, что вся масса капель в рассматриваемом j -м секторе движется в вертикальной плоскости, проходящей через биссектрису центрального угла. По абсолютному значению стартовые скорости капель $W_{к0}$ всех размеров одинаковы и определяются только перепадом давления жидкости Δp и потерями энергии потока в форсунке.

Заданную непрерывную функцию $\bar{v}(D)$ распределения объемов капель по диаметрам разобьем, как обычно, на m отдельных интервалов ΔD , при этом внутри каждого i -го интервала от $D_i - \Delta D/2$ до $D_i + \Delta D/2$ будем считать, что все капли имеют одинаковый размер, равный D_i .

Таким образом, траекторная часть задачи сводится к решению уравнений движения для каждого из n секторов.

Предварительные расчеты показали, что при $m = 50$ и $n = 18$ дальнейшее увеличение числа этих интервалов не приводит к заметному повышению точности результатов решения. Уравнение движения капли в проекциях на оси координат запишем в виде*

$$\begin{aligned} W'_{kx} &= -a u_x (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}; \quad W'_{ky} = -a u_y (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}; \\ W'_{kz} &= -a u_z (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где $a = C_D f \Psi(D) / 2m$; $\mathbf{u} = \mathbf{W}_в - \mathbf{W}_к$.

Коэффициент аэродинамического сопротивления капли рассчитаем по формуле [67] $C_D = 24/\text{Re} + 4,4/\text{Re}^{0,5} + 0,32$. Функция $\Psi(D)$, учитывающая влияние деформации капли на величину C_D использовалась, как и ранее, в виде [62] $\Psi(D) = \exp(0,03 \text{We}^{1,5})$. Как и в ряде ранее рассмотренных нами задач, решение системы (6.5) выполнялось методом Рунге—Кутты в модификации Гилла. Выбор шага интегрирования по времени Δt определяется диаметром капли D_k : чем он меньше, тем более неустойчивым становится решение уравнения движения и тем более мелкий шаг требуется для обеспечения устойчивости. Предварительные расчеты показали, что минимальные затраты машинного времени при обеспечении требуемой точности решения будут иметь место при условии

$$\Delta t = \begin{cases} 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}, & D_k \leq 0,2 \text{ мкм}; \\ 10^{-2} \text{ с}, & D_k > 0,2 \text{ мкм}. \end{cases} \quad (6.6)$$

* Здесь в уравнении (6.5) и следующих за ним формулах приняты те же обозначения, что и в подразд. 3.1.

Условие (6.6) справедливо в диапазоне $0,04 \leq \Delta p \leq 0,1$ Мпа и скорости ветра $2 \leq W_d \leq 20$ м/с.

Решением системы дифференциальных уравнений (6.5) является локальная скорость капель как функция времени $W_k(\tau)$, что позволяет определить координаты капель i -го интервала в любой ξ -й момент времени ее полета:

$$\begin{aligned} x_{i\xi} &= (W_{kx})_{i\xi} \Delta\tau + x_{i,(\xi-1)}; & y_{i\xi} &= (W_{ky})_{i\xi} \Delta\tau + y_{i,(\xi-1)}; \\ z_{i\xi} &= (W_{kz})_{i\xi} \Delta\tau + z_{i,(\xi-1)}. \end{aligned} \quad (6.7)$$

В результате предварительных расчетов установлено, что при определенных сочетаниях величин W_b , Δp и дисперсного состава капель исходная функция распределения $\bar{v}(D)$, полученная экспериментально при условии $W_b = 0$, или сохраняется, так как капли максимального размера $D_{k \max}$ претерпевают лишь деформацию, или трансформируется в связи с аэродинамическим их дроблением.

При этом максимальный диаметр капель зависит от критического значения критерия Вебера, определяющего начало режима дробления капель,

$$D_{k \max} = \frac{We_{кр} \sigma}{\rho_b |u|^2}. \quad (6.8)$$

Как показано А. К. Ажибековым [1], наиболее вероятное значение $We_{кр} = 10$, что использовано при определении $D_{k \max}$.

В связи с универсальным характером однопараметрической функции распределения $v(D) = (3\pi)^{-1} \alpha^4 D_k^3 K_1(\alpha D)$ [15] параметр α определялся как $\alpha = 7/D_{k \max}$, что позволило восстановить весь спектр размеров капель при взаимодействии дисперсной среды и потока воздуха.

Для вычисления итоговых показателей процесса выноса влаги из бассейна, например коэффициента уноса δ и границ x_{\max} , вся область орошения, находящаяся за границей бассейна, разбивается на ряд квадратов с заданными координатами и размерами $\Delta x \Delta y$.

Определив траектории капель и, следовательно, координаты их приземления на горизонтальную поверхность подфакельного пространства, вычислим локальную плотность орошения

$$g = \frac{\sum_{i=i'}^{i=i''} \sum_{j=j'}^{j=j''} Q_{i,j}}{\Delta x \Delta y}, \quad (6.9)$$

где $Q_{i,j}$ — расход капель тех i -х разрядов из j -х секторов факела, которые осели в квадрате $\Delta x \Delta y$ с координатами центра квадрата $x, y; i', i''$ — минимальный и максимальный номера разрядов капель, осевших в квадрате с координатами центра $x, y; j', j''$ — минималь-

ный и максимальный номера секторов, из которых стартовали капли разрядов i' , i'' .

Предполагая равномерность распределения расходов воды по окружности факела, при известной производительности форсунки Q_0 вычисляем параметр

$$Q_{ij} = \frac{Q_0}{n} \int_{D_i - \Delta D/2}^{D_i + \Delta D/2} \bar{v}(D) dD. \quad (6.10)$$

С помощью формул (6.9), (6.10), полагая, что локальная плотность орошения $g(x, y)$ имеет место в центре площадки размером $\Delta x \Delta y$, можно построить двумерную эпюру распределения локальных удельных расходов выносимой влаги.

Полученное решение, как уже отмечалось, легко трансформировать для заданного множества форсунок с известной взаимной ориентацией.

Применительно к процессу выноса капельной влаги из брызгальных бассейнов ответственных потребителей АЭС определение поля локальных плотностей орошения (при известной радиоактивности воды, направлении и скорости ветра) позволяет прогнозировать границы зоны поражения.

Вычислив $g(x, y)$, определим полное количество влаги Q_k , выносимое из бассейна от любого k -го разбрызгивателя. При этом, учитывая симметричность поля $g(x, y)$ относительно оси x , получаем

$$Q_k = 2 \int_{x_{гр}}^x \int_0^{y_{\max}} g(x, y) dx dy, \quad (6.11)$$

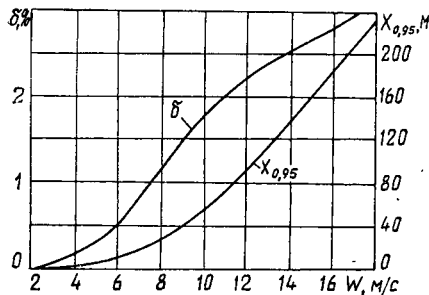
где y_{\max} — максимальная протяженность поля орошения в направлении оси y при фиксированном значении координаты x , определяемая решением траекторной части задачи; $x_{гр}$ — расстояние от оси форсунки до границы зеркала бассейна в направлении ветра.

В связи с вероятностным характером формирования дисперсного состава распыливаемой жидкости однозначное определение протяженности зоны выноса x_{\max} в направлении, совпадающем с вектором скорости ветра, невозможно. Это обусловлено тем, что при достаточно большом времени наблюдения всегда существует вероятность появления капель с меньшим диаметром, чем в первом из n интервалов разбиения функции $\bar{v}(D)$ даже при сколь угодно большом числе n . Поэтому под x_{\max} будем понимать такую протяженность зоны $x_{\max} - x_{гр}$, в пределах которой выпадает определенная (отличная от единицы) доля всей уносимой влаги от k -й форсунки. Если эта доля равна 0,998, такое значение x_{\max} будем считать предельным и обозначим $x_{п.}$ При доле, равной 0,95, получим некое значение $x_{0,95}$.

Численное решение (6.11) позволяет найти, например, величину $x_{0,95}$ из условия

$$\int_{x_{0,95}}^{x_{\max}} \int_0^{y_{\max}} g(x, y) dx dy / \int_{x_{\text{гр}}}^{\infty} \int_0^{y_{\max}} g(x, y) dx dy = 0,95. \quad (6.12)$$

Аналогично определяется значение $x_{\text{п}}$. При этом очевидно, что для вычисления максимальных значений $x_{\text{п}}$, $x_{0,95}$ следует рассматривать вынос капельной влаги от форсунки, расположенной на расстоянии $x_{\text{гр}}$ от края бассейна (рис. 6.3).



6.3. Граница выноса $x_{0,95}$ и коэффициент уноса δ :

1 — стандартная форсунка У-1 ($d_c = 5$ мм);
2 — форсунка УЦ ($d_c = 14$ мм); 3 — отражает зависимость $E = fh$

Если вдоль линии, совпадающей с направлением движения ветра, максимально возможное число форсунок равно N , тогда суммарное количество влаги, уносимой из этого ряда распылителей,

$$Q_N = 2 \sum_{k=1}^{N} \int_{x_{\text{гр}}}^{x_{\max}} \int_0^{y_{\max}} g(x, y) dx dy, \quad (6.13)$$

где соответствующее значение, например, $x_{\max} = x_{0,95}$ находится из условия (6.12).

Получив значение Q_N , определим коэффициент уноса влаги $\delta =$

$= Q_N / N Q_0$ (6.14). В качестве примера реализации предложенной методики расчета рассмотрен брызгальный бассейн ответственных потребителей Запорожской АЭС. Бассейн размера 134×62 м оснащен ста форсунками Б-50, работающими при перепаде давления воды $0,1$ МПа. Анализировалось наиболее опасное направление ветра, когда вектор скорости воздуха направлен перпендикулярно к более протяженной стороне бассейна, при $N = 5$, $x_{\text{гр}} = 12,5$ м.

Рассмотренная методика позволяет при разработке генерального плана АЭС и ТЭС с учетом соответствующей розы ветров размещать открытые распределительные устройства, транспортные магистрали и другие объекты станции на безопасном расстоянии от брызгальных бассейнов.

6.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАБОТКИ ВОЗДУХА В КАМЕРАХ ОРОШЕНИЯ КОНДИЦИОНЕРОВ, ОБОРУДОВАННЫХ УСТРОЙСТВАМИ ФОРСУНКА — СЕТКА

Экономичность системы кондиционирования, а также степень надежности ее работы в существенной мере определяются соответствующими показателями функционирования одного из основных блоков тепловлажностной обработки воздуха — камеры орошения.

Как известно [46], в современных центральных кондиционерах около 30 % всей потребляемой мощности расходуется на процесс распыливания воды в камере орошения, а суммарная мощность электропривода водяных насосов (в расчете на годовую программу выпуска) составляет порядка 100 МВт. Согласно результатам анализа надежности работы системы кондиционирования 40 % отказов приходится на случаи засорения сопел центробежных форсунок камер орошения.

Очевидно, что более тонкое диспергирование жидкости, обеспечивающее увеличение межфазной поверхности тепло- и массообмена, позволяет при заданной производительности кондиционера по воздуху уменьшить расход воды в так называемых «адиабатных» камерах орошения. Однако чтобы улучшить дисперсную структуру (при диапазоне изменения перепада давления воды на форсунках 0,1...0,2 МПа), следует уменьшить размер проходных сечений сопел распылителей, что повышает вероятность их засорения и снижает надежность работы системы кондиционирования в целом.

Исследования однорядной камеры орошения, оборудованной усовершенствованными форсунками [24] с большими проходными сечениями (диаметр сопла 14 мм), показали, что при взятых количествах распыливаемой воды и обрабатываемого воздуха плотность размещения распылителей можно уменьшить в шесть раз по сравнению с серийным вариантом. Однако теплоэнергетические характеристики работы камеры, оборудованной новыми форсунками, оказались ниже чем серийно выпускаемой, в результате чего ухудшилось качество распыливания и повысилась неравномерность распределения жидкости в рабочем пространстве.

Нами исследовалась возможность использования кинетической энергии капель для вторичного дробления при наличии источника возмущения капельного потока, в качестве которого использовалась металлическая сетка [25]. При этом удалось не только снизить расход энергии на реализацию процесса обработки воздуха в камере орошения, но и повысить надежность ее работы, обеспечив требуемый дисперсный состав капель при установке форсунок грубого распыла.

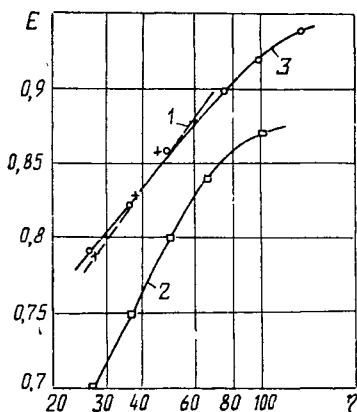
Максимальный эффект вторичного дробления капель достигается, как было показано в подразд. 4.2, при вполне определенных значениях размера ячейки сетки и ее расстояния от устья форсунки. Результаты, полученные при изучении взаимодействия факела и сеточных насадок, послужили основанием для проектирования системы форсунка — сетка применительно к условиям работы камеры орошения.

Так, для форсунки УЦ с сопловым отверстием диаметром 14 мм наиболее целесообразно (см. рис. 4.8) использовать сетку с ячейками размером 1 × 1 мм, размещенными на расстоянии 105 мм вдоль оси сопла.

В первом варианте конструктивного решения применялась сплошная сетка, перекрывающая всепоперечное сечение в вертикальной

плоскости. При указанных геометрических характеристиках сетки и режиме работы распылителей на сетке происходила некоторая сепарация капель, составляющая порядка 0,3 % общего расхода жидкости через форсунки. Однако даже столь небольшой уровень осаждения капель приводит к тому, что отсепарированная жидкость, стекая вниз по сетке, образовала пленку, которая существенно ухудшала процесс вторичного дробления.

Поэтому от такого простого (в конструктивном отношении) решения пришлось отказаться, разместив против каждой форсунки «индивидуальную» сетку, закрепленную в



6.4. Влияние типа распылителя на коэффициент эффективности E

кольце диаметром 250 мм [5]. Это сразу же позволило реализовать тот эффект вторичного дробления, который был установлен в лабораторных условиях при работе одиночной пары форсунка — сетка.

Испытание оборудованной таким образом камеры, имеющей промышленные габаритные размеры $1,5 \times 2 \times 1$ м, проведены в ВНИИКондиционер.

Интегральный результат тепловлажностной обработки воздуха оценивался коэффициентом эффективности

$$E = 1 - \frac{t_{m2} - t_{B2}}{t_{m1} - t_{B1}}, \quad (6.15)$$

где t_{m1} , t_{m2} — начальная и конечная температуры воздуха по мокрому термометру; t_{B1} , t_{B2} — начальная и конечная температуры распыливаемой в камере орошения воды.

При обработке опытных данных представилось обоснованным [4] отказаться от установления традиционной связи коэффициента эффективности с коэффициентом орошения, равным отношению расхода воды к расходу воздуха, и использовать в качестве определяющего параметра комплекс η , представляющий собой отношение энергозатрат на диспергирование и подачу жидкости к расходу воздуха L , проходящего через камеру орошения, $\eta = Q\Delta p/L$ (6.16). На рис. 6.4 представлены результаты исследования при плотности установки форсунок У-1 24 $1/м^2$ (72 распылителя) и плотности форсунок УЦ 4 $1/м^2$ (всего 12).

При равных удельных энергозатратах эффективность обработки воздуха при использовании форсунок УЦ заметно ниже, чем в случае работы серийной камеры орошения (кривая 1). Однако применение устройств форсунка — сетка позволяет повысить эффективность камеры до уровня серийно выпускаемых, что является вполне приемлемым.

Кроме того, при равных коэффициентах эффективности η (кривые 2, 3) представляется возможным за счет вторичного дробления

капель на сетках снизить энергозатраты на диспергирование жидкости в 1,6...1,8 раза, что при отмеченном общем уровне расхода энергии на привод насосов выпускаемых кондиционеров представляется весьма существенным.

К несомненным достоинствам камеры, оборудованной устройствами форсунка — сетка, относится высокая эксплуатационная надежность, обусловленная снижением общего числа форсунок в шесть раз при увеличении их проходных отверстий сопел более чем в два раза.

Наши исследования взаимодействия потока капель с сеточными насадками и опыт их применения в камерах орошения кондиционеров получили дальнейшее развитие в работе [65]. Новому конструктивному решению по использованию сеточных насадок в указанной работе предшествовало определение теплотехнических характеристик более 20 камер орошения с традиционной схемой расположения форсуночных рядов и форсунок. Исследовались камеры с взаимовстречным, противоточным и попутным (относительно направления потока воздуха) распыливанием жидкости. Центробежные форсунки УЦ, имеющие многоканальный ввод жидкости в камеру закручивания, обеспечивали более равномерное распределение капельных масс вокруг оси факела. Однако теплотехнические характеристики этих камер в ряде случаев оказались даже ниже, чем у камер орошения с однозональными типовыми форсунками У-1, отличающимися существенной неравномерностью распределения расходов жидкости по окружности факела.

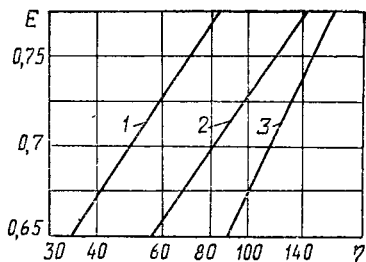
Измерение поля скоростей потока воздуха позволило установить, что при расположении осей форсунок в горизонтальной плоскости обдув факелов происходит неравномерно из-за интенсивного обратного влияния движения капель на кинематику воздуха. Так, при скорости воздуха на входе в камеру 2,74 м/с в зоне смыкания смежных факелов скорость снижается до 0,5 м/с, а в межфакельных пространствах достигает 7 м/с. Последнее нивелировало более совершенные качества форсунок типа УЦ. Оказалось, что большие массы диспергируемой жидкости взаимодействовали с местными потоками воздуха, имеющими низкие скорости, что, естественно, снижало эффективность процесса тепло- и массообмена.

С учетом этого обстоятельства предложена новая схема орошения, в которой «жесткая» прикорневая часть факелов удалена из основной зоны тепло- и массообмена [65]. Последнее достигнуто благодаря реализации перекрестноточной схемы, в которой все форсунки располагались у потолка камеры орошения так, что их оси находились в вертикальных плоскостях.

При одинаковом количестве однотипных распылителей, равных расходах воды и воздуха установлено, что указанная схема имеет бесспорные преимущества перед всеми предложенными схемами. Помимо более равномерного поля скоростей воздуха возросла продол-

жительность пребывания капель в активном пространстве камеры, что и обусловило более высокие значения коэффициента эффективности E при тех же удельных энергетических затратах, определяемых параметром η .

В целях дальнейшей интенсификации обменных процессов работы предложено разместить две сетки (общие для всех форсунок) в двух горизонтальных плоскостях на соответствующем удалении от уровня выходных отверстий распылителей перекрестноточной камеры [65]. В результате применения одного яруса сетки при $\eta = 100$ коэффициент E повысился с 0,67 до 0,75, а с введением второго яруса (при том же значении η) — до 0,80.



6.5. Эффективность камер орошения:

1 — оборудованная сетками; 2 — стандартная КТ; 3 — фирмы «Carrier» (США)

Предложенная камера орошения [65] обладает рядом преимуществ по сравнению с лучшими отечественными и зарубежными образцами (рис. 6.5): при прочих равных условиях расход энергии на распыливание жидкости уменьшен в 1,7 раза; упрощена конструкция и снижена металлоемкость вследствие ликвидации распределительных стояков; повышена эксплуатационная надежность в результате более чем шестикратного уменьшения общего количества форсунок и увеличения в них размеров сечения для прохода жидкости.

Технико-экономические расчеты показали, что внедрение перекрестноточной камеры орошения, оборудованной двухъярусной сеткой для всего параметрического ряда центральных кондиционеров, дает экономический эффект порядка 0,3 млн. руб. в год.

6.4. ЭЖЕКЦИОННАЯ ТРУБА ВЕНТУРИ, РАБОТАЮЩАЯ НА ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЕ

В новой конструктивной схеме эжекционной трубы Вентури (ЭТВ) [45] в качестве побудителя движения технологического газа и одновременно среды, обеспечивающей его очистку от мелкодисперсной пыли, используется перегретая вода. В процессе ее истечения из сопел в результате адиабатного вскипания генерируется высокоскоростная парожидкостная среда с тонкодисперсной жидкой фазой, что приводит к эффективному обмену количеством движения между каплями и газом, а также к интенсивной ортокинетиической коагуляции между каплями и частицами пыли.

Такая труба (рис. 6.6) состоит из конфузора 1, горловины (камеры смешения) 2 и диффузора 3. По оси ее установлен конический регулирующий орган 4, снабженный механизмом для его перемеще-

ния 5. Вскипающая вода подается в ЭТВ через шесть равномерно расположенных по окружности сопел Лавала 6, установленных в верхней части конфузора соосно газовому потоку.

Экспериментальное исследование опытно-промышленной установки ЭТВ обнаружило ее высокие технико-экономические показатели [26]. Однако известные трудности масштабного перехода при моделировании аппаратов контактного типа и отсутствие методики расчета ЭТВ, работающих с использованием вскипающей воды, в существенной мере ограничивали обоснованное проектирование и создание аппарата промышленного типа.

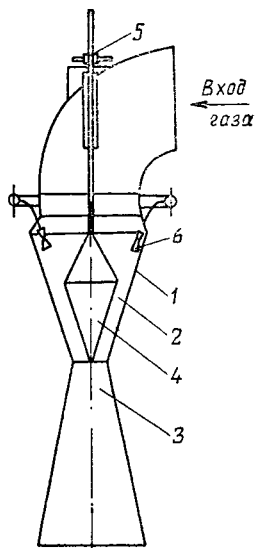
В связи с этим потребовалось разработать математическую модель ЭТВ с учетом некоторой информации, полученной при экспериментальном исследовании полупромышленного объекта и на ее основе создать инженерную методику расчета, включающую поиск оптимальных конструктивных и режимных параметров работы ЭТВ.

Известно, что основные процессы обмена импульсом (определяющие эффект эжекции) и процесс ортокINETического взаимодействия капель и частиц пыли (определяющий эффект очистки газа) происходят в камере смешения ЭТВ. Рассмотрим кинетику очистки и охлаждения газа в указанной части аппарата. В качестве исходных данных заданы расход и параметры газа и перегретой воды на входе в ЭТВ, а также профиль ее проточной части. Будем считать, что до поступления в камеру смешения на участке между плоскостью, совпадающей с выходным сечением рабочего сопла и входным сечением камеры смешения, рабочий и инжектируемый поток не взаимодействуют. На основании экспериментальных данных при известной температуре (см. подразд. 5.3) заданной будем считать также функцию распределения капель $v(D)$ перегретой воды на входе в камеру смешения ЭТВ.

Известное решение [48] для определения степени очистки газа применительно к допущению о монодисперсном составе капель имеет вид

$$\eta = 1 - \exp \left(-1,5 \int_0^L \frac{g e |W_{\kappa} - W_{\Gamma}|}{D_{\kappa} W_{\Gamma}} dL \right). \quad (6.17)$$

Разбив камеру смешения на m участков, для реального распределения капель по размерам запишем



6.6. Схема ЭТВ

$$\eta = 1 - \exp \left(-1,5 \sum_{j=1}^{l=m} \frac{1}{W_{rj}} \sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_{ij} e_{ij} |W_{\kappa t} - W_r|_j L}{D_{\kappa i} m} \right). \quad (6.18)$$

Здесь g_{ij} — удельный расход капель i -го интервала; L — длина камеры смешения; n — число интервалов разбиения функции $v(D)$; j — номер участка разбиения длины камеры смешения; ϵ — коэффициент инерционного осаждения, равный отношению поперечного сечения трубки тока, образованной крайними траекториями центра тяжести частицы пыли, двигаясь по которым, она не пересекает каплю, а лишь касается ее, к миделеву сечению капли. Значение величины ϵ можно принять равным [52]

$$\epsilon = St / (St + 0,59), \quad (6.19)$$

где St — критерий Стокса,

$$St = \frac{\rho_q d_q^2 |W_{\kappa} - W_q|}{18 \mu_r D_{\kappa}}. \quad (6.20)$$

Например, для пыли отходящих газов мартеновских печей, работающих с продувкой ванны кислородом, можно принять плотность частиц пыли $\rho_q = 4,3...4,5 \text{ кг/м}^3$, а диаметр частиц $d_q = (0,2...0,4) \times 10^{-6} \text{ м}$. Предварительные расчеты показали, что для характерных параметров газа в ЭТВ и при указанных значениях d_q , ρ_q с точностью до 1 % можно считать, что скорость частиц W_q равна скорости газа W_r .

В дальнейшем используем следующие допущения: при входе в камеру смешения капли равномерно распределены по сечению аппарата и имеют начальную скорость $W_{\kappa 0}$, равную значению среднеимпульсной скорости пароводяной смеси на срезе сопла; течение газа и дисперсной среды одномерно; взаимодействие между каплями, обусловленное их столкновениями, не влияет на кинематику дисперсной среды и процесс тепло- и массообмена в камере смешения; из всех сил, действующих в общем случае на каплю в потоке газа, учитывается лишь сила аэродинамического сопротивления; температура капли инвариантна по отношению к ее радиусу; изменением давления газа по длине камеры смешения можно пренебречь.

Согласно уравнению (6.18) определение величины η возможно при условии, когда известно изменение кинематических и термодинамических параметров газа и капель по длине камеры смешения. В связи с этим для каждого j -го интервала участка камеры смешения запишем следующие уравнения:

движения капли

$$\frac{dW_{\kappa}}{d\tau} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_r}{\rho_{\kappa}} C_D \psi(D) \frac{(W_{\kappa} - W_r)^2}{D_{\kappa}}; \quad (6.21)$$

массопереноса от капель к газу

$$M_{nkj} = \sum_{i=1}^{i=n} \text{Sh}_i D' (p_k - p_\infty)_{ij} \pi D_{ki} N_{ki}, \quad (6.22)$$

где M_{nkj} — количество пара, отходящего с поверхности капель всех интервалов размеров на j -м участке длины камеры смешения; D' — коэффициент диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления; p_k, p_∞ — парциальные давления водяных паров у поверхности и на удалении от капли; N_{ki} — количество капель i -го интервала разбиения;

теплообмена между каплями и газом

$$Q_j = \sum_{i=1}^{i=n} [(Nu_i \lambda_r (t_r - t_k)_i)' \pi D_{ki} N_{ki}, \quad (6.23)$$

где Q_j — количество тепла, переданное от газа к каплям всех интервалов размеров на j -м участке длины камеры смешения;

теплового баланса

$$\frac{\pi}{6} \sum_{i=1}^{i=n} (i_{ki} \rho_k D_{ki}^3 N_{ki})_j + i_n M_r d_i + M_r i_{rj} = \text{const}, \quad (6.24)$$

где i_k, i_n, i_r — энтальпия капель, пара и газа; M_r — паросодержание газа;

неразрывности

$$M_r + M_n = \rho_{\text{пр}} F_{\text{кс}} W_{\text{пр}}, \quad (6.25)$$

где M_r, M_n — расход газа и пара; $\rho_{\text{пр}}$ — плотность парогазовой смеси; $F_{\text{кс}}$ — площадь поперечного сечения камеры смешения; $W_{\text{пр}}$ — скорость парогазовой смеси;

материального баланса

$$\frac{\pi}{6} \sum_{i=1}^{i=n} (\rho_k D_{ki}^3 N_{ki})_j + M_r d_j = \text{const}. \quad (6.26)$$

Наряду с основными уравнениями (6.18)—(6.26) необходимо использовать ряд дополнительных соотношений. Пренебрегая влиянием сил поверхностного натяжения на давление внутри капли, упругость пара жидкости можно считать соответствующей давлению насыщения при температуре на поверхности капли: $p_k = p_s(t_k)$ (6.27). Парциальное давление пара вдали от капли можно представить [55] в виде

$$p_\infty = p_{\text{пр}} d \left(\frac{m_k}{m_r} + d \right)^{-1}, \quad (6.28)$$

где m_k, m_r — молекулярная масса воды и газа; $p_{\text{пр}}$ — давление парогазовой смеси.

Коэффициент диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления [55], определим из уравнения

$$D' = 0,523 \cdot 10^{-8} T_{\text{пг}}^{0,89} R_{\text{п}}^{-1}, \quad (6.29)$$

где $R_{\text{п}}$ — газовая постоянная для водяного пара.

Критериальные уравнения для тепло- и массообмена капли в газовой среде используем в виде [63]

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 (\text{Re}^{0,5} \cdot \text{Pr}^{0,333}); \quad (6.30)$$

$$\text{Sh} = 2 + 0,6 (\text{Re}^{0,5} \cdot \text{Se}^{0,333}). \quad (6.31)$$

Число капель i -го интервала

$$N_{ki} = 6M_{ki}/\rho_k \pi D_{ki}^3 \quad (6.32); \quad M_{ki} = M_{k0} \int_{D_i - \Delta D/2}^{D_i + \Delta D/2} v(D) dD. \quad (6.33)$$

Изменение размера капель i -го интервала при переходе от j к $(j + 1)$ участку разбиения камеры смешения представим выражением

$$D_{ki(j+1)} = D_{ki} - \frac{6 \text{Sh}_{ij} D' (p_{ki} - p_{\infty}) D_{ki}^2 \Delta \tau_{ij}}{\rho_k}. \quad (6.34)$$

Решение строится таким образом, что параметры, найденные в конце каждого j -го интервала длины камеры смешения, являются начальными условиями для нахождения решения на интервале $(j + 1)$. В связи с этим необходимо записать ряд соотношений, характеризующих термодинамические и кинематические характеристики сред на входе в камеру смешения.

Будем полагать, что скорость капель на входе в камеру смешения W_{k0} равна скорости пароводяной смеси на выходе из сопла. Несмотря на многочисленность публикаций о результатах экспериментального и теоретического исследования неравновесного процесса истечения вскипающей воды из сопла Лавалья фактически отсутствует единая установившаяся методика расчета этого аппарата. С нашей точки зрения, наиболее достоверны соотношения, полученные для равновесного процесса истечения, скорректированные введением коэффициента скорости φ_c , найденного экспериментально. В такой постановке параметры парожидкостного потока на входе в камеру смешения запишем в виде

$$P_{\text{пв1}} = P_{\text{г1}} \quad (6.35); \quad t_{\text{пв1}} = t_s(P_{\text{г1}}). \quad (6.36)$$

Степень сухости насыщенного влажного пара на выходе из сопла представим уравнением

$$x_1 = r^{-1} [i_{1\tau} - i'_1 + (i_0 - i_{1\tau})(1 - \varphi_0^2)], \quad (6.37)$$

где i_0 , $i_{1\tau}$ — энтальпии перегретой воды на входе в сопло и ее теоретическое значение на выходе из сопла; i'_1 — энтальпия кипящей

воды. Определим удельный объем $v_{\text{пв1}}$ и энтальпию $i_{\text{пв1}}$ пароводяной смеси:

$$v^{\text{пв1}} = v'_1 (1 - x_1) + v'_1 x_1 \quad (6.38) \quad i_{\text{пв1}} = i'_1 + r_1 x_1. \quad (6.39)$$

Скорость истечения двухфазной среды $W_{\text{пв1}}$, а в связи с принятым допущением и скорость капель $W_{\text{к1}}$ получим из уравнения

$$W_{\text{пв1}} = W_{\text{к1}} = \varphi_c \left[2 \left(i_0 - i'_1 \frac{S_0 - S'_1}{S''_1 - S'_1} r \right) + W_0^2 \right]. \quad (6.40)$$

Для используемой в ЭТВ конструкции сопла Лавала в соответствии с [10] можно в широких пределах изменения режимных параметров принять коэффициент скорости $\varphi_c = 0,75 \dots 0,85$.

Влагосодержание газа d_1 на входе в камеру смешения определим из уравнения материального баланса воды

$$M_r d_0 + M_{\text{в0}} = M_r d_1 + M_{\text{в0}} (1 - x_1) \quad (6.41)$$

с учетом степени сухости пара x_1 , найденной из уравнения (6.37).

Параметры газа на входе в камеру смешения получаем, пользуясь значениями газодинамических функций

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_0 \Pi_1 \Pi_0^{-1}; & T_1 &= T_0 \tau_1 \tau_0^{-1}; \\ \rho_1 &= \rho_0 \varepsilon_1 \varepsilon_0^{-1}; & W_1 &= W_0 \lambda_1 \lambda_0^{-1}; \end{aligned} \quad (6.42)$$

где $\Pi = p/p_r$ — относительное давление; $\tau = T/T_r$ — относительная температура; $\varepsilon = \rho/\rho_r$ — относительная плотность; $\lambda = W/a_*$; $a_* = [2k(k-1)^{-1} p_0 v_0]$ — критическая скорость; индексы r — параметр торможения; $*$ — параметры в критическом сечении.

Величины Π_0 , τ_0 , ε_0 , λ_0 , а также приведенная массовая скорость $q_0 = f_*/f_0$ легко определяются по таблицам газодинамических функций после предварительного вычисления $\lambda_0 = W_0/a_*$. Последнее позволяет получить Π_1 , τ_1 , ε_1 , λ_1 по величине $q_1 = q_0 f_0/f_1$.

Действительное давление газа на входе в камеру смешения отличается от давления изэнтропного движущегося газа на значение необратимых потерь в конфузоре

$$p_{1g} = p_1 - 0,5 \xi_r W_{r1}^2, \quad (6.43)$$

где ξ — коэффициент гидравлического сопротивления, $\xi = \xi_1 + \xi_2 + \xi_3$; ξ_1 учитывает сужение потока, ξ_2 — потери на трение и ξ_3 — дополнительное сопротивление, вносимое регулирующим органом. Величины ξ_1 , ξ_2 находим по соответствующим диаграммам [44], а коэффициент ξ вычисляем из уравнения [45]

$$\xi = \left(0,136 + \frac{1690}{\text{Re}} \right) \exp(-2,75 n_s), \quad (6.44)$$

где $\text{Re} = 4 M_r (\pi \mu_r d_s)^{-1}$ (d_s — эквивалентный диаметр); $n_s = f_m/f_2$. (f_m — минимальное сечение перед входом в камеру смешения).

В соответствии с результатами исследования дисперсного состава при истечении перегретой воды (см. подразд. 5.3) определим параметр исходной функции распределения капель по размерам $\alpha = 0,168t_n$ — 177 (6.45). Таким образом, могут быть получены параметры парокапельного потока и газа на выходе из конфузора ЭТВ — исходные данные для расчета процесса очистки газа в камере смешения.

Система уравнений (6.28)—(6.45) является замкнутой. Решение ее позволяет установить закономерность изменения вдоль оси камеры смешения таких параметров, как скорость W_k и температура капель t_k , температура t_r и влагосодержание газа d . Помимо этого можно установить трансформацию функции распределения капель вследствие их испарения. В итоге использование полученных данных дает возможность рассчитать с помощью (6.18) степень очистки газа η .

Для реализации математической модели камера смешения разбивалась на 400 участков, для каждого из которых цифровой на ЭВМ ЕС—1020 численным методом решалась приведенная система уравнений. В целях установления адекватности математической модели в качестве начальных условий задавались такие значения расхода, скорости, температуры и влагосодержания газа, а также расхода и температуры перегретой воды, какие имели место в ряде режимов при экспериментальном исследовании полупромышленной установки.

В качестве характеристик, по которым сравнивали результаты расчета с экспериментальными данными, выбраны изменения температуры газа t_r по длине камеры смешения и степень очистки η .

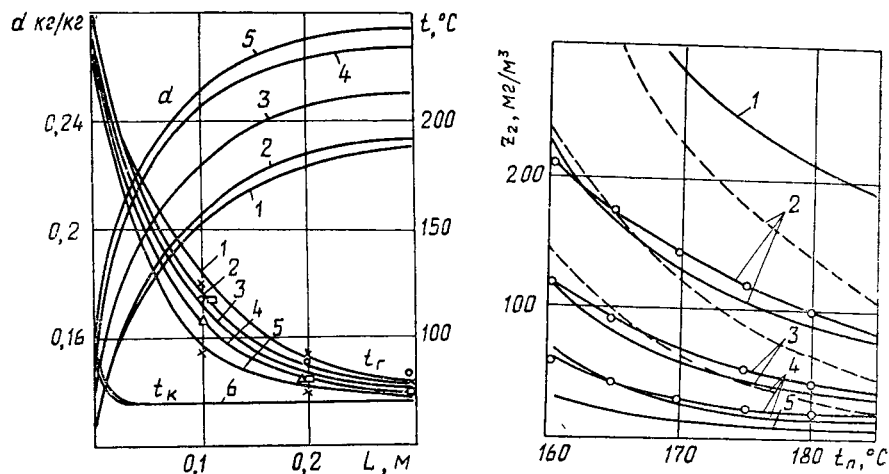
На рис. 6.7 при постоянном коэффициенте эжекции 1,4 и различных начальных температурах воды показаны зависимости $t_r(L)$ и $d_r(L)$, а также изменение температуры капель t_k модального размера. Точками на кривых $t_r(L)$ показаны результаты эксперимента, сплошные линии — данные расчета.

Как видно из рисунка, результаты расчета находятся в хорошем согласовании с опытными данными, что подтверждает возможность инженерного применения предложенной расчетной модели.

Расчет позволил установить высокую интенсивность обменных процессов в камере смешения ЭТВ. Так, уже на длине 0,3 м от начала камеры смешения температура газа практически достигает значения, соответствующего равновесному состоянию парогазокапельной среды, причем по мере повышения начальной температуры перегретой воды скорость охлаждения газа увеличивается. Согласно рис. 6.7 процесс охлаждения капель практически завершается на весьма коротком участке длиной 30...40 мм, и далее их температура остается практически постоянной, равной температуре мокрого термометра.

Интенсивный процесс испарения капель приводит к быстрому увлажнению газа. Уже на длине 0,1 м от начала камеры смешения относительная влажность газа достигает 84—92 %, а на расстоянии 0,3 м — 96...99 %. В связи с этим можно считать, что на расстоянии 0,3 м от сечения ЭТВ, в котором парокапельная струя входит в контакт с газом, процесс массообмена практически завершается.

Установлено, что капли, образованные при истечении вскипающей воды с более высокой начальной температурой, имеют более высокую начальную скорость, однако их торможение происходит быстрее, чем у капель с меньшей начальной температурой. Соотношение расходов



6.7. Изменение основных параметров по длине камеры смешения ЭТВ:

1 — $t_n = 160$ °C; 2 — 170; 3 — 180

6.8. Степень очистки газа в ЭТВ:

1 — $g = 0,3$ кг/м³; 2 — 0,4; 3 — 0,5; 4 — 0,6; 5 — 0,7

воды и газа в пределах 1,2...1,6 практически не влияет на скорость капель. При параметрах газа и перегретой воды, характерных для промышленных газоочисток с ЭТВ, происходит достаточно интенсивный процесс выравнивания скоростей жидкой и газообразной фаз. Так, если в начале камеры смешения отношение скоростей $W_k/W_r = 4,1...5,3$, уже на расстоянии $L = 0,3$ м $W_k/W_r = 1,016...1,001$, т. е. практически наблюдается механическое равновесие фаз.

Расчет многочисленных вариантов камер смешения ЭТВ, отличающихся производительностью и начальными параметрами газа и диспергируемой перегретой воды, а также эквивалентным диаметром d_s , позволил установить, что в общем случае процессы тепло- и массообмена, а также механического взаимодействия сред практически завершаются при относительной длине камеры $\bar{L} = L/d_s$, равной трем. Учитывая то обстоятельство, что газоочистки с ЭТВ всегда размещаются на ограниченных площадях, установление минимального значения \bar{L} , обеспечивающего завершение процессов охлаждения и очистки газа, представляется практически важным результатом.

Разработанная математическая модель и результаты экспериментов, проведенных на опытной установке, позволили спроектировать

и создать промышленный аппарат производительностью $280 \cdot 10^3 \text{ м}^3/\text{ч}$ газа, смонтированный за мартеновской печью № 17 Магнитогорского металлургического комбината. После завершения пусконаладочных работ проведены несколько серий опытов с целью определения запыленности газа z_2 на выходе из камеры смещения (рис. 6.8). Здесь концентрация пыли представлена в функции начальной температуры и удельного расхода перегретой воды g . Экспериментальные кривые отмечены точками, сплошные кривые — итоги расчета. Рисунок иллюстрирует удовлетворительное совпадение результатов.

Известно, что при расчете аппаратов контактного типа распространен прием замены реального полидисперсного состава капель неким условным монодисперсным составом при сохранении действительной суммарной поверхности капель. Такое упрощение приводит к существенному сокращению машинного времени для выполнения расчета, однако не всегда оказывается оправданным.

В качестве условного диаметра капли, который часто рассматривают как эквивалент действительного полидисперсного состава, используется так называемый зауторовский диаметр

$$D_{32} = \sum_{i=1}^{i=m} n_i D_i^3 / \sum_{i=1}^{i=m} n_i D_i^2. \quad (6.46)$$

Представляет интерес сравнение результатов расчета, выполненных с учетом реальной функции $v(D)$ и зауторовского диаметра D_{32} . Для корректности сравнения при использовании однопараметрической функции $v(D) = \frac{2}{3\pi} \alpha^4 D^3 K_1(\alpha D)$ необходимо иметь связь между D_{32} и параметром α . Так как количество капель i -й фракции $n_i = 6 Q_i / \pi D_i^3$, с учетом (6.46) получим $D_{32} = Q_0 / \sum_{i=1}^{i=m} Q_i / D_i$ (6.47), и

поскольку
$$\sum Q_i / D_i = Q_0 \int_0^{\infty} \frac{1}{D} v(D) dD \quad (6.48),$$
 запишем

для принятого закона распределения $v(D)$

$$D_{32} = (3\pi)^{-1} 2\alpha^4 \int_0^{\infty} D^2 k_i(\alpha D) dD. \quad (6.49)$$

Используя замену $\alpha D = x$, легко показать, что интеграл в (6.49) равен $2/\alpha^3$ и, следовательно, $D_{32} = 3\pi/\alpha$.

На рис. 6.8 пунктирными линиями нанесены зависимости $z_2(t_n)$, полученные в предположении о монодисперсном составе. Сравнение кривых обнаруживает существенное отклонение этих данных от экспериментальных. Максимальная погрешность расчета при использовании допущения о монодисперсном составе капель достигает 80 %. Следовательно, только на основании информации о реальном законе распределения капель по размерам можно получить достоверные результаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ



1. *Ажибеков А. К.* Исследование взаимодействия дисперсной и газовой фаз в аэрозольном потоке переменной скорости.: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Алма-Ата, 1979.— 21 с.
2. *А.с. 466431 СССР.* Устройство для измерения размеров капель / Э. Г. Братута, А. Р. Переселков // Бюл. изобрет.— 1975.— № 13.
3. *А.с. 512406 СССР.* Устройство для определения направления движения капель электропроводной жидкости / Э. Г. Братута, Л. А. Заночкин // Бюл. изобрет. 1975, № 13.
4. *А.с. 434305 СССР.* Устройство для измерения скорости движения частиц / Э. Г. Братута, С. П. Шатилов // Бюл. изобрет.— 1974.— № 24.
5. *А.с. 792028 СССР.* Камера орошения кондиционера / Э. Г. Братута, Г. С. Куликов, А. Р. Переселков и др. // Бюл. изобрет.— 1980.— № 48.
6. *Бабуха Г. А., Шрайбер А. А.* Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках.— К.: Наук. думка, 1972.— 175 с.
7. *Берман Л. Д.* Тепловые выбросы конденсационных турбоагрегатов тепловых электростанций и окружающая среда // Теплоэнергетика.— 1975.— № 4.— С. 25—31.
8. *Берман Л. Д.* Теплоотдача от паровоздушной смеси к дисперсной водяной струе в ограниченном объеме // Теплоэнергетика.— 1981.— № 12.— С. 37—40.
9. *Берман Л. Д.* Испарительное охлаждение циркуляционной воды.— М.: ГЭИ, 1957.— 320 с.
10. *Блинков В. Н., Петухов И. И.* Экспериментальное исследование течения вскипающей воды в сопле Лаваля // Газотермодинамика многофазных потоков в энергоустановках.— 1981.— Вып. 4.— С. 71—78.
11. *Блох А. Г., Базаров С. М., Нахман Ю. В.* Некоторые общие закономерности формирования дисперсного состава капель при распыливании жидкости // Теплоэнергетика.— 1967.— № 7.— С. 34—38.
12. *Бойсан Бинарк.* Расчеты индуцированных течений воздуха в полых конусах распыла / Пер. с англ. // Теорет. основы инж. расчетов.— 1979.— Т. 101, № 3.— С. 161—167.
13. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Счетно-импульсный метод исследования распределения капель по размерам в дисперсных потоках // Энерг. машиностроение.— 1973.— Вып. 16.— С. 72—78.
14. *Братута Э. Г., Шатилов С. П., Чиркин Н. Б.* Некоторые результаты отработки диспергирующих устройств для увлажнения пара // Энерг. машиностроение.— 1973.— Вып. 16.— С. 59—66.
15. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Обобщенная функция распределения объема капель по размерам // Изв. вузов. Энергетика.— 1978.— № 3.— С. 86—90.
16. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Расчет функции распределения капель по размерам при использовании счетно-импульсного метода // Инж.-физ. журн.— 1974.— Т. 27, № 5.— С. 923—924.
17. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Определение приведенного дисперсного состава капель по результатам локальных измерений // Изв. вузов. Энергетика.— 1975.— № 9.— С. 76—79.
18. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Определение локальных расходов дисперсной среды в газожидкостном потоке с помощью счетно-импульсного метода // Теплоэнергетика.— 1975.— № 5.— С. 32—34.
19. *Братута Э. Г., Куликов Г. С., Переселков А. Р., Юхно И. Ф.* Экспериментальное определение удельной поверхности капель в факеле форсунок качер орошения кондиционеров // Кондиционеростроение: Тр. ВНИИКондиционера.— 1975.— Вып. 4.— С. 28—36.

20. *Братута Э. Г., Переселков А. Р., Юхно И. Ф.* Исследование дисперсных характеристик центробежных форсунок // Изв. вузов. Энергетика.—1977.— № 5.— С. 71—75.
21. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Изменение структуры дисперсного потока в результате вторичного дробления капель // Энерг. машиностроение. 1978.— Вып. 25.— С. 99—102.
22. *Братута Э. Г., Переселков А. Р.* Сравнение результатов измерения дисперсного состава капель с помощью счетно-импульсного и инерционного методов // Энерг. машиностроение.— 1976.— Вып. 22.— С. 55—62.
23. *Братута Э. Г., Переселков А. Р., Подвальная Т. Б.* Сопоставление одно- и двухпараметрических уравнений функции распределения капель по диаметру // Энерг. машиностроение.— 1977.— Вып. 23.— С. 44—47.
24. *Братута Э. Г., Куликов Г. С., Юхно И. Ф.* Исследование теплоэнергетических характеристик и оптимизация оросительной сети камер испарительного охлаждения воздуха // Кондиционеростроение: Тр. ВНИИКондиционера.— 1975.— Вып. 4.— С. 31—35.
25. *Братута Э. Г., Переселков А. Р., Бялый Б. И., Юхно И. Ф.* Интенсификация теплообмена в контактном аппарате при использовании вторичного дробления капель // Энерг. машиностроение.—1978.— Вып. 26.— С. 82—86.
26. *Братута Э. Г., Каненко Г. М., Коваленко Ю. Л.* Исследование эжекционной трубы Вентури, работающей с использованием вскипающей воды // Изв. вузов. Черная металлургия.— 1983.— № 6.— С. 117—120.
27. *Братута Э. Г., Ивановский А. Ю., Переселков А. Р.* Использование вскипающей жидкости в качестве охладителя высокотемпературной поверхности // Энерг. машиностроение.— 1982.— Вып. 33.— С. 98—100.
28. *Братута Э. Г., Ивановский А. Ю.* Диспергирование вскипающей жидкости // Энерг. машиностроение.— 1982.— Вып. 33.— С. 87—91.
29. *Братута Э. Г., Заночкин Л. А.* Модифицированный счетно-импульсный метод исследования дисперсного состава каплевых потоков // Изв. вузов. Энергетика.— 1984.— № 4.— С. 82—85.
30. *Братута Э. Г., Заночкин Л. А.* Интенсификация тепло- и массообмена при охлаждении распыленной жидкости // Энерг. машиностроение.— 1984.— Вып. 38.— С. 71—75.
31. *Быкова Л. П., Гончаров В. В.* Расчет охлаждения циркуляционной воды в брызгальных бассейнах // Изв. ВНИИГ им. Б. Е. Веденеева.— 1980.— Т. 143.— С. 31—37.
32. *Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И.* Распыливание жидкости форсунками.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962.— 264 с.
33. *Викс М., Даклер А.* Новый метод измерения распределения размеров капель электропроводной жидкости в двухфазном потоке // Достижения в области теплообмена.— М., 1970.— С. 171—187.
34. *Вскипающие адиабатные потоки* / Под ред. В. И. Зысина.— М.: Атомиздат, 1976.— 152 с.
35. *Гельперин Н. И., Басаргин Б. Н., Звездин Ю. Г.* Распыливание жидкости механическими форсунками // Теорет. основы технологии.— 1974.— Т. 8, № 3.— С. 114—119.
36. *Гельперин Н. И., Басаргин Б. Н., Галузов В. С., Шувалов В. С.* Исследование дисперсности распыла центробежно-струйной форсунки // Хим. и нефтяное машиностроение.— 1972.— № 7.— С. 32—34.
37. *Гельфанд Р. Е.* Метод теплового расчета брызгальных установок с использованием числа испарения // Изв. ВНИИГ им. Б. Е. Веденеева.— 1980.— Т. 143.— С. 38—43.
38. *Головков Л. Г.* Распределение капель по размерам при распыливании жидкости центробежными форсунками // Инж.- физ. журн.— 1964.— Т. 7, № 11.— С. 55—61.

39. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Наука, 1963.— 1100 с.
40. Дерягин Б., Прохоров П. О причине неслияния жидких капель при контакте // Докл. АН СССР.— 1946.— Т. 4, № 6.— С. 511—514.
41. Дитяткин Ю. Ф., Клячко Л. А., Новиков Б. В., Ягодкин В. И. Распыливание жидкостей.— М.: Машиностроение, 1977.— 248 с.
42. Дубова А. С., Быкова Л. П., Марунис С. В. Турбулентность в растительном покрове.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 180 с.
43. Дунский В. Ф. О коагуляции при распыливании жидкости // Журн. теорет. физики.— 1956.— Т. 26, вып. 6.— С. 1262—1268.
44. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям.— 2-е изд., перераб. и доп.— М.: Машиностроение, 1975.— 559 с.
45. Коваленко Ю. Л. Газоочистка с эжекционной трубой Вентури: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Х., 1984.— 20 с.
46. Кокорин О. Я. Установки кондиционирования воздуха.— М.: Машиностроение, 1978.— 264 с.
47. Коркин В. Д. Исследование процессов тепло- и массообмена в оросительных камерах кондиционирования воздуха при интенсивных режимах их работы: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Л., 1970.— 22 с.
48. Кропф Л. И., Акбрут А. И. Рабочие процессы и расчет эффективности золоуловителя с трубой Вентури // Теплоэнергетика.— 1972.— № 7.— С. 63—68.
49. Кроу, Шарма, Сток. Численные исследования газочапельных потоков с помощью модели капли — внутренний источник / Пер. с англ. // Теорет. основы инж. расчетов.— 1977.— № 2.— С. 150—159.
50. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1964.— Т. 5.— 567 с.
51. Леончик Б. И., Маякин В. П. Измерения в дисперсных потоках.— М.: Энергия, 1971.— 248 с.
52. Литвинов А. Т. Об оценке эффекта захвата крупными частицами или каплями жидкости мелких частиц и о влиянии гидрофильности частиц на коэффициент захвата // Инж.-физ. журн.— 1969.— Т. 16, № 6.— С. 1052—1061.
53. Лышевский А. С. Движение жидких капель в газовом потоке // Изв. вузов. Энергетика.— 1963.— № 7.— С. 75—81.
54. Минасян Р. Г., Скалкин Ф. В. Проблемы технического водоснабжения электростанций // Теплоэнергетика.— 1975.— № 4.— С. 22—25.
55. Нестеренко А. В. Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха.— М.: Высш. шк., 1971.— 460 с.
56. Палашевский, Джиджи, Вейнбаум. Трехмерная модель локального взаимодействия воздуха, пара и капель в брызгальных бассейнах / Пер. с англ. // Теплопередача.— 1981.— Т. 103, № 3.— С. 134—142.
57. Переселков А. Р. Исследование структуры дисперсного потока в теплообменном аппарате контактного типа с помощью счетно-импульсного метода: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Х., 1975.— 24 с.
58. Плановский А. Н., Космодемьянский Ю. В. Исследование влияния полидисперсности распыла на процесс сушки распылением // Теорет. осн. хим. технологии.— 1971.— Т. 5, № 1.— С. 39—46.
59. Подвысоцкий А. М., Шрайбер А. А. Расчет неравновесного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц конденсата при произвольном распределении вторичных капель по массам и скоростям // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.— 1975.— № 2.— С. 71—79.
60. Попов А. М., Сухов Е. А. Гидротермические исследования одиночных брызгальных сопел для охлаждения циркуляционной воды / Электр. станции.— 1982.— № 5.— С. 38—40.
61. Портер, Чен. Тепло- и массоперенос в брызгальных бассейнах / Пер. с англ. // Теплопередача.— 1974.— Т. 96, № 3.— С. 24—30.

62. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей.— М. : Машиностроение, 1964.— 526 с.
63. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения.— Минск: Высшейшая шк., 1972.— 477 с.
64. Стефанов Е. В., Коркин В. Д. Особенности тепло- и массообмена в оросительных камерах кондиционирования воздуха.— Л. : ВВИКУ, 1969.— 86 с.
65. Соин И. В. Интенсификация тепло- и массообмена в камерах орошения центральных кондиционеров применительно к политропическим процессам тепловлажностной обработки воздуха. Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— К., 1984.— 23 с.
66. Треи Н. Распыливание жидкости // Вопр. ракетной техники.— 1955.— Вып. 4.— С. 108—127.
67. Ульянов В. М., Муштаев В. И., Плановский А. Н. К расчету гидродинамики дисперсных двухфазных потоков // Теорет. основы хим. технологии.— 1977.— Т. 11, № 5.— С. 716—723.
68. Уоллис. Теоретические модели газожидкостных течений (обзор) / Пер с англ. // Теорет. основы инж. расчетов.— 1982.— Т. 104, № 3.— С. 94—100.
69. Фарфоровский В. Б. О целесообразном расположении брызгальных бассейнов на промплощадке // Электр. станции.— 1962.— № 10.— С. 81—88.
70. Фукс Н. А. Механика аэрозолей.— М. : АН СССР, 1955.— 351 с.
71. Циклаури Г. В., Данилин В. С., Селезнев Л. И. Адиабатные двухфазные течения.— М. : Атомиздат, 1973.— 292 с.
72. Чатурведи, Портер. Динамика воздушно-паровой смеси в крупномасштабных брызгальных системах при атмосферном давлении / Пер. с англ. // Теорет. основы инженерных расчетов.— 1978.— № 1.— С. 187—193.
73. Чатурведи, Портер. Теплообменные характеристики брызгальных бассейнов / Пер. с англ. // Энерг. машины и установки.— 1980.— № 4.— С. 28—35.
74. Чен, Тризек. Модели тепловых режимов работы и метод расчета потерь воды из-за сноса для брызгальных систем охлаждения / Пер. с англ. // Теплопередача.— 1977.— Т. 99, № 2.— С. 127—134.
75. Шифрин К. С., Голиков В. И. Определение спектра капель методом малых углов // Тр. межведомственной конф. по исследованию облачности.— М.— 1960.— 47 с.
76. Шрок, Тризек. Характеристики брызгального бассейна для отвода сбросного тепла атомной электростанции в аварийных условиях / Пер. с англ. // Энерг. машины и установки.— 1977.— № 4.— С. 171—178.
77. Яблоник Р. М., Райхель И. А. Измерение влагосодержания в воздушном потоке // Изв. вузов. Энергетика.— 1963.— № 3.— С. 38—41.
78. Guyer E. C., Golay M. W. A Model for Salt Drift Deposition From Spray Ponds // JAFSA-SM-187/37.— Vienna, 1975.— P. 184—191.
79. Nelson R. T., Stewart S. W. Weather Modification Due. to Spray Pond Cooling // ASME Paper No 75-HT-1: Presented at the Heat Transfer Conference.— San Francisco; Calif, 1975.— P. 11—15.
80. Pay J. W., Just J. Fuel.— 1971.— Vol. 44. N 364. P. 253—256.
81. Schrock V. E., Tresek G. J., Keilman L. R. Performance of a Spray Pond — for Nuclear Power Plant Ultimate Heat Sink // ASME Paper No. 75.— WA/HT-41: Presented at Winter Annual Meeting, Houston.— 1975.— N 30.— P. 4.
82. Schracker G. O., Henderson C. D. Salt Water Condenser Cooling // Presented in the Spray Cooling Workshop: 38th American Power Conference, Chicago.— 1976.— Apr. P. 20—22.

1 р. 50 к.

